



En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *l'Université Toulouse III – Paul Sabatier*
Discipline ou spécialité : *Conception de Circuits en Microélectronique et Microsystèmes*

Présentée et soutenue par
Aurore LUU
Le *12 Novembre 2009*

Titre :
Méthodologie de prédiction des effets destructifs dus à l'environnement radiatif naturel sur les MOSFETs et IGBTs de puissance

---

JURY

M. Thierry Parra	*Université Toulouse III*	*Président*
M. Pascal Fouillat	*IMS Bordeaux*	*Rapporteur*
M. Christian Schaeffer	*INP Grenoble*	*Rapporteur*
M. Florent Miller	*EADS IW France*	*Examinateur*
M. Christian Poivey	*ESA ESTEC*	*Examinateur*
Mme Marise Bafleur	*Université Toulouse III*	*Invité*
M. Thierry Carrière	*Astrium Space Transportation*	*Invité*
M. Patrick Heins	*Airbus France*	*Invité*

Ecole doctorale : *GEET*
Unité de recherche : *LAAS-CNRS*
Directeur(s) de Thèse : M. *Patrick Austin*
Rapporteurs : M. *Pascal Fouillat, M. Christian Schaeffer*

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au sein du centre de recherche "EADS Innovation Works" (IW) du groupe EADS, à Suresnes, ainsi qu'au sein du groupe "Intégration de Systèmes pour la Gestion de l'Energie" (ISGE) du Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) à Toulouse. Je remercie Monsieur Yann Barbaux, Directeur d'EADS IW, ainsi que Monsieur Raja Chatilla, Directeur du LAAS pour m'avoir accueillie dans leur société et laboratoire.

Je remercie également Madame Marise Bafleur, qui dirige le groupe ISGE, ainsi que Madame Nadine Buard, qui dirigeait l'équipe "Environnement Radiatif Naturel" (ERN) avant de devenir la Directrice du département des systèmes électroniques d'EADS IW. Je les remercie de m'avoir ouvert les portes de leurs équipes et j'adresse un merci particulier à Nadine qui m'a fait confiance et qui m'a encouragée avec beaucoup de bienveillance.

Je remercie tout particulièrement Monsieur Patrick Austin qui a dirigé ces travaux. Ses qualités pédagogiques et l'aide sans faille qu'il m'a fournie aux moments opportuns m'ont beaucoup appris et ont par ailleurs grandement contribué à la clarté de ce mémoire.

Je remercie très chaleureusement Monsieur Florent Miller qui a encadré ces travaux. Son enthousiasme et ses idées foisonnantes ont rendu le travail à ses côtés très stimulant. En outre, sa bonne humeur et son sens de l'humour font qu'il est toujours agréable de travailler avec lui.

J'exprime tous mes remerciements à Monsieur Pascal Fouillat et Monsieur Christian Schaeffer pour le privilège qu'ils m'ont fait en acceptant d'être rapporteurs de ce mémoire.

Je remercie très sincèrement Monsieur Thierry Parra pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ma thèse. Je tiens également à remercier Monsieur Christian Poivey d'avoir accepté d'être membre de mon jury.

J’exprime tous mes remerciements et ma sympathie à Monsieur Thierry Carrière pour avoir suivi et participé avec enthousiasme à mes travaux. Les discussions scientifiques que nous avons pu avoir ont toujours été très éclairantes pour moi !

Je remercie également Monsieur Patrick Heins pour l’intérêt qu’il a porté à ce travail et pour avoir accepté d’être membre invité du jury.

Je souhaite remercier chaleureusement Monsieur Richard Dufayel, qui m’a tout appris de la machine ASAP et de l’ouverture chimique des composants. Merci d’autre part pour tous les coups de main demandés souvent en urgence et pour les heures sup’ que tu as faite bien volontiers pour nous !

Je remercie sincèrement Monsieur Eric Imbernon qui a pris le temps de tout me montrer et de tout m’apprendre lors de mes séjours “reverse engineering” au LAAS. J'ai eu plaisir à retourner en salle blanche et j’ai beaucoup apprécié ta pédagogie et ton entrain !

Je remercie particulièrement Monsieur Patrick Poirot dont l’aide fut réellement précieuse tout au long de cette thèse et maintenant encore. Merci de croire en moi et de m’entraîner vers le haut.

Je tiens à remercier Monsieur Frédéric Morancho, qui m’a appris à construire une cellule de MOS digne de ce nom sous Silvaco et qui a toujours pris le temps de répondre à mes questions. Merci pour ta disponibilité et ton amabilité.

Un grand merci à Monsieur Christian Binois qui m’a donné un sacré coup de pouce en nous fournissant les plans de sa maquette très ingénieuse conçue pour le test de MOSFETs au GANIL. Sans aucun doute la manip’ la plus riche de ma thèse !

J’adresse aussi un clin d’œil à Monsieur Guy Berger, mon collègue belge (!!) ainsi qu’à Messieurs Renaud Mangeret, Daniel Peyre et Gérard Salvaterra, mes collègues d’Astrium que j’ai toujours beaucoup de plaisir à retrouver en manip’ ou en conférence.

J’exprime tous mes remerciements à Monsieur Rémi Gaillard avec qui les discussions ont été très instructives et qui a suivi de prés mes travaux.

Je souhaite remercier vivement mon équipe du LAAS qui m'a accueillie si chaleureusement : Nicolas Mauran, dont la bonne humeur est communicative, Sandrine Assie-Souleille (je suis définitivement addict de la boutique de thés à Toulouse !), Magali Brunet, Fabrice Caignet, Patrick Austin, à qui je tenais à remettre un petit mot plus personnel car tu as fait de cette période de rédaction intensive un vrai bon souvenir (il m'arrive de rire seule en repensant à certaines de tes blagues !), David Tremouilles, qui m'a fait en 2-2 un programme aux p'tits oignons pour recalculer des tensions et dont les graphes (ou courbes, j'ai toujours un doute..) sont dans ce mémoire (merci encore !), Nicolas Nolhier, Isabelle Nolhier, Karine Isoird, Patrick Tounsi, Jean Louis Sanchez, Christophe Salaméro, qui s'est occupé de moi avec enthousiasme quand j'ai débarquée, Gérard Sarrabayrouse, Pierre Aloisi, Abdelhakim Bourennane… Je garde un excellent souvenir de mes passages au LAAS.

Je tiens aussi à saluer et remercier mes collègues de thèse, dont bon nombre a d'ailleurs fini : Rodolphe de Maglie, qui m'a fait à mon arrivée un cours lumineux sur les IGBTs, Nicolas Lacrampe et Jean-Baptiste Sauveplane, qui m'ont accueillie tous les 2 dans leur bureau et m'ont fait profiter du café & carré de chocolat, Christian Caramel, Loïc Théolier, Yann Weber, Julie Legal, Florence Capy, Mathieu Boutillier, Simon Rocheman, Mathias Marinoni…

Enfin, je remercie du fond du cœur mes collègues de Suresnes qui ont fait passer ces 3 ans de thèse si vite ! : Cécile Weulersse, si gentille et toujours prête à m'aider, Alexandre Douin, qui est arrivé tel un vent de fraîcheur dans l'équipe et avec qui il a été extrêmement enrichissant de travailler, Alexandre Bocquillon, Bruno Vece, l'homme qui a rencontré le loup à tête de renard ET corps de renard ("heuu.. ben c'était un renard non ?!!".. haaa, tu nous as bien fait rire !), Sébastien Morand, qui m'a fait découvrir l'excellent jeu du time's up, et à qui je souhaite le meilleur pour la suite de sa thèse, Antonin Bougerol, Nicolas Guibbaud, Florent Miller, Guillaume Hubert, qui est parti vers d'autres horizons mais dont j'ai eu le plaisir de partager le bureau, Christine Mongault, Bruno Foucher, Patrick Luna, et bien sûr Paulo, mon fournisseur officiel de petits sachets de thé abandonnés sur les chariots. ….Les gars, sachez que je vous aime, un truc gros comme ça !

Enfin, je termine avec une pensée et un grand sourire pour Florence. A nos brunchs du Dimanche dans Paris et à nos bavardages de filles !

A mon grand-père Jean,

Avec toute mon affection.

« La science a eu de merveilleuses applications, mais
la science qui n'aurait en vue que les applications ne serait
plus de la science, elle ne serait plus que de la cuisine. »

Henri Poincaré

Table des matières

Introduction générale

Les systèmes électroniques fonctionnent dans divers environnements dont les caractéristiques peuvent être très variées. Ce peut être par exemple des environnements corrosifs, des environnements caractérisés par une très haute ou très basse température, des vibrations, ou encore des phénomènes radiatifs. Tous ces environnements peuvent conduire à des fonctionnements en régimes extrêmes qui peuvent détruire les composants à semi-conducteurs et les systèmes associés.

Notre étude s'est concentrée sur les environnements radiatifs. On distingue parmi ceux-ci les radiations artificielles produites par l'homme de celles naturelles. Les environnements radiatifs naturels sont constitués de particules diverses provenant du soleil ou d'origine extra galactiques. La nature de ces particules ainsi que les gammes d'énergies rencontrées dans l'espace sont très variées. Lorsque ces particules arrivent vers la Terre, elles rencontrent l'atmosphère qui agit comme un filtre puisqu'elle permet d'arrêter la plus grande partie des ces rayonnements. L'environnement radiatif atmosphérique est ainsi beaucoup moins agressif que l'environnement spatial mais il n'en reste pas moins potentiellement dangereux. Plus les particules pénètrent dans l'atmosphère, plus celles-ci sont freinées voire stoppées. Ainsi, au niveau du sol l'environnement radiatif naturel est inoffensif pour l'être humain. Il reste peu agressif pour les systèmes électroniques bien que des destructions d'IGBTs utilisés dans les systèmes ferroviaires aient déjà été observées et imputés aux radiations. Au regard du nombre important et en constante augmentation des systèmes électroniques utilisés et au vu de leurs intégrations toujours en progression, des normes radiations ont été très récemment mises en place pour le domaine de l'automobile afin de garantir la sécurité des équipements électroniques. Pour ces mêmes raisons et parce que l'environnement radiatif spatial est beaucoup plus sévère, il est capital de déterminer le degré de sensibilité des systèmes électroniques embarqués. De nombreuses études ont été réalisées depuis une trentaine d'années sur tous les différents types de composants à semiconducteurs afin d'en comprendre les effets, de pouvoir les prédire et de s'en prémunir.

Parmi les différents types de systèmes électroniques, nous nous sommes intéressés en particulier aux systèmes dédiés à la puissance. Ces systèmes sont utilisés pour la gestion et la conversion de l'énergie électrique. Ils utilisent des composants discrets tels que les VDMOS et les IGBTs. Les premiers sont largement intégrés dans les systèmes spatiaux. Les IGBTs quant

à eux ne sont utilisés que dans les systèmes avioniques quoique leur intégration dans les systèmes spatiaux soit en discussion. Ces deux types de composants sont en outre utilisés en très grand nombre au niveau du sol.

Afin de caractériser expérimentalement ces composants vis-à-vis des rayonnements naturels, la technique couramment utilisée est celle reproduisant les rayonnements à l'aide d'accélérateurs de particules. Cependant diverses limitations s'opposent à ces derniers. Les heures de tests en accélérateurs ont en effet des coûts conséquents associés à des contraintes de test lourdes et une faible accessibilité de ces moyens. En outre, la part d'électronique embarquée augmentant continuellement et les composants durcis aux radiations ayant un cout prohibitif pour des performances électriques réduites, l'utilisation de composants commerciaux standards se voit augmentée de manière significative, augmentant du même temps les besoins de tests et les coûts liés.

Ces différents points ont donc conduit à développer des outils complémentaires permettant de pallier aux différentes limitations des accélérateurs énoncées. Le premier outil est basé sur les lasers pulsés qui permettent de reproduire les effets des radiations grâce à des interactions photoélectriques. La validité de cette méthode a d'ores et déjà été démontrée pour les systèmes électroniques de traitement du signal. En revanche, très peu d'études ont été réalisées pour les composants de puissance. La seconde méthode est basée sur un logiciel de calcul permettant de prédire la sensibilité aux radiations des composants de puissance à partir d'informations simples relatives au design des structures. De même que précédemment, un tel code, appelé MC DASIE (Monte Carlo Detailed Analysis of Secondary Ions Effects), a déjà été développé pour les systèmes électroniques de traitement du signal uniquement. Ce code n'existe pas pour les composants de puissance car il nécessite la connaissance de critères de déclenchement du mécanisme de défaillance qui ne sont à ce jour pas clairement identifiés.

Dans ce contexte, le but de ces travaux est de définir une nouvelle méthodologie expérimentale de caractérisation de la sensibilité des composants de puissance de type VDMOS basée sur le test laser par face arrière. En outre, une première version du logiciel de prédiction MC DASIE adaptée aux VDMOS sera développée, elle s'appuiera sur une meilleure compréhension du phénomène de défaillance grâce à des simulations 2D.

Le premier chapitre présente le contexte de notre étude. Les différents environnements radiatifs naturels sont présentés ainsi que les moyens expérimentaux permettant de reproduire les effets de ces radiations, en particulier les accélérateurs de particules et les lasers. Les interactions ion/silicium d'une part et photons d'un faisceau laser/silicium d'autre part sont

expliquées puis les différents types de défaillances qu'elles engendrent sur les composants à semiconducteurs sont exposés. Enfin, les composants étudiés qui sont les VDMOS et les IGBTs sont brièvement présentés et l'état de l'art sur l'étude de leur défaillance liée à l'environnement radiatif naturel est donné.

Le second chapitre présente la méthodologie de test laser par face arrière mise en œuvre pour déterminer la sensibilité aux radiations de composants VDMOS classiques. Des premiers résultats sur les IGBTs sont donnés. Nous exposons en détails dans un premier temps les limitations des tests en accélérateurs et l'intérêt des lasers pulsés pour l'étude des défaillances liées aux radiations. Puis les différents résultats obtenus à l'aide du laser et des accélérateurs sur des MOS de puissance commerciaux sont analysés.

Enfin, le troisième chapitre présente la méthodologie de prédiction de sensibilité développée pour un environnement atmosphérique. Cette méthodologie est basée sur un code de calcul existant appelé MC DASIE et utilisé pour des composants à base de SRAM. Afin de développer cette méthode pour les composants de puissance, les critères de déclenchement du phénomène de défaillance sur les VDMOS sont recherchés par simulations et expérimentations et les résultats sont analysés.

Chapitre 1 :

Effet de l’environnement radiatif naturel sur les composants à semiconducteur MOSFET et IGBT de type planar

Les particules de l’environnement radiatif naturel peuvent interagir avec l’électronique embarquée et avoir des effets potentiellement dommageables et donc compromettant pour le succès de la mission. Les phénomènes associés aux ions lourds ont été découverts et pris en compte seulement au début des années 1980. L'impact des ions lourds n'avait jusqu'alors que peu d'effet sur l'électronique, les composants étant beaucoup moins intégrés qu’aujourd’hui. En 1996 des tests ont montré une sensibilité des systèmes et composants électroniques de puissance aux neutrons [OBER96]. La part croissante d'électronique embarquée dans les missions spatiales, l’allongement de ces missions et l’évolution des technologies font qu'aujourd'hui, la prise en compte de l'effet des ions lourds est d'une importance majeure dans le choix de certains composants pour la fiabilité d’un satellite. Il en va de même pour les systèmes avioniques qui sont principalement concernés par les effets des neutrons et en particulier dans le cadre du projet de l’avion plus électrique dans lequel des commandes électriques de puissance sont implémentées en complément des commandes hydrauliques.

Ce chapitre présente dans un premier temps les différents types de radiations naturelles spatiales et atmosphériques auxquelles sont soumis les systèmes électroniques. Les outils expérimentaux permettant de reproduire les effets de ces radiations sur les composants à semiconducteurs sont ensuite décrits. Ceux sont principalement les accélérateurs de particules, les sources naturelles radioactives et les lasers. Les différents mécanismes d'interactions particule-matière d'une part et faisceau laser-matière d'autre part sont expliqués. Les effets électriques résultant de ces interactions peuvent conduire à une défaillance des composants. Les différents types de défaillances sont identifiés et brièvement présentés. Celles faisant l’objet de cette étude sont le Single-Event Burnout et le Single-Event Latchup. Ces évènements peuvent se produire dans les transistors de puissance de type MOSFET et IGBT. Après avoir rappelé le mode de fonctionnement de ces transistors, leur structure

parasite et les mécanismes de défaillance associés sont expliqués. Enfin, nous terminons avec l'état de l'art sur l'étude de ces phénomènes dans les composants étudiés.

1.1 L'environnement radiatif naturel

Les environnements radiatifs spatial et atmosphérique auxquels sont soumis les systèmes électroniques et en particulier ceux affectés à la gestion de l'énergie structurés à partir de composants de puissance (MOSFET et IGBT) sont décrits dans ce paragraphe. Ces deux environnements radiatifs naturels se distinguent principalement par la nature des particules qui les composent.

1.1.1 L'environnent spatial

Il existe principalement quatre sources de rayonnement dans l'environnement spatial qui sont successivement les éruptions solaires, le vent solaire, le rayonnement cosmique, la magnétosphère et les ceintures de radiations. Les composants de puissance plongés dans cet environnement sont soumis à des particules d'origines et énergies diverses telles que des photons, des électrons, des protons et des ions couvrant une large gamme de numéros atomiques [BOUD-95].

1.1.1.1 Les éruptions solaires

Une éruption solaire est un évènement primordial dans l'activité du soleil. Elle se produit à la surface de la photosphère, couche de gaz qui constitue la surface visible du soleil, et projette un jet de matière ionisée qui se perd dans la couronne solaire à des centaines de milliers de kilomètres d'altitude avant de se diluer dans l'espace environnant (cf. Figure 1-5). En plus des particules et des rayons cosmiques, l'éruption solaire s'accompagne d'un intense rayonnement (UV, rayons X, etc.) qui perturbe les transmissions radioélectriques terrestres (orage magnétique) et provoque l'apparition d'aurores boréales.

L'activité du soleil est cyclique et se compose d'années actives suivies d'années calmes. La période des cycles solaires récents a varié entre 9 et 13 ans. L'intensité de cette activité est caractérisée par le nombre de taches visibles observées sur la surface du soleil. La Figure 1-1 montre la corrélation entre le nombre de taches solaires (courbe continue) et la

fluence de protons émis (raies de rayonnement) [BAR97]. Une période d'activité solaire importante est donc caractérisée par un nombre de taches élevé et par des fluences de protons significatives. De plus, cette figure illustre le caractère cyclique des éruptions solaires.

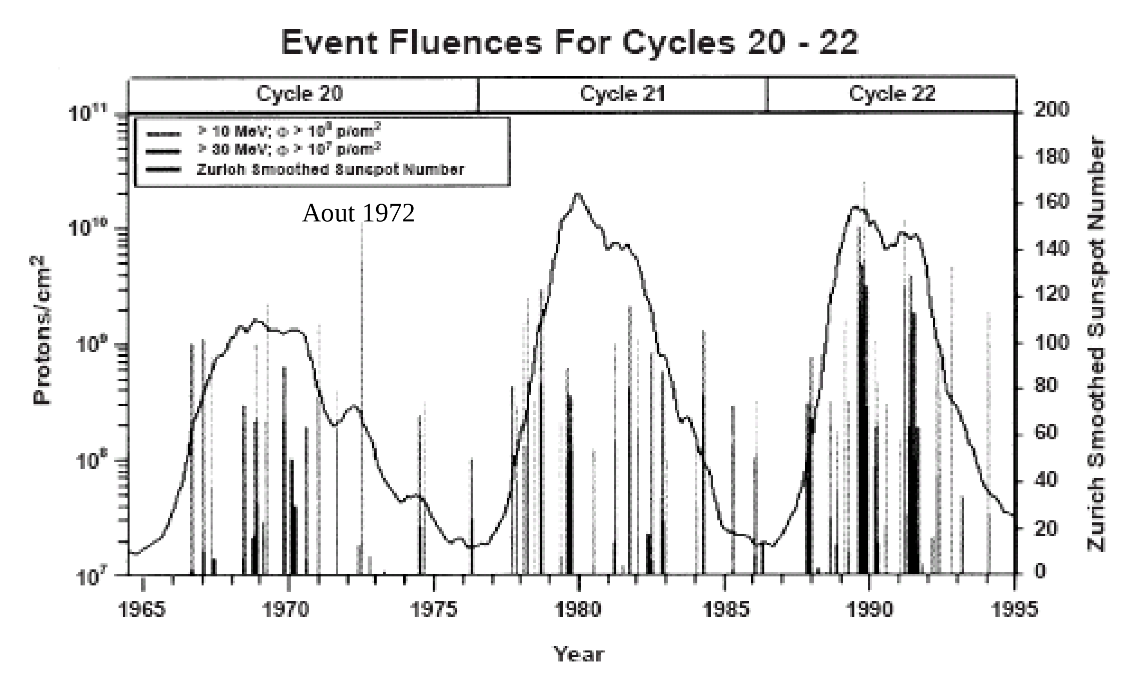


Figure 1-1: Cycles d'activité solaires. Corrélation entre les fluences de protons nés d'évènements solaires et le nombre de taches solaires pour les cycles 20 à 22. Le nombre de taches solaires est représenté par la courbe et les fluences de protons solaires par les lignes verticales. [BAR97]

Il existe deux types d'éruptions solaires en fonction de la prédominance des particules émises.

- Les éruptions solaires dont l'émission principale est constituée de protons (particule d'hydrogène ionisée) d'énergie importante (jusqu'à quelques centaines de MeV) et dont la durée est de quelques heures à quelques jours. L'éruption solaire à protons de référence est celle d'Août 1972 représentée sur la Figure 1-1. Cet évènement a représenté à lui seul 84% de la fluence totale de protons de haute énergie reçue par l'un des huit satellites OSO durant la totalité du 20ème cycle solaire qui a duré 11 ans.
- Les éruptions solaires dont l'émission principale est constituée d'ions lourds de numéro atomique pouvant être supérieur à 44 et possédant des énergies comprises entre 1 à 10 MeV. La durée de telles éruptions est de quelques heures au plus. La référence en ce domaine est l'éruption à ions lourds de septembre 1977.

1.1.1.2 Le vent solaire

La couronne solaire est définie par un flot de matière ionisée et n’a pas de frontière précise puisque son expansion se fond dans le milieu interplanétaire. Cette extension correspond au vent solaire (cf. Figure 1-5) qui est donc un plasma peu dense résultant de l’évaporation de la couronne proche du soleil. Ce plasma est essentiellement constitué d’électrons, de protons et d’hélium, et sa densité est de l’ordre de 10^{12} particules/cm^3 au niveau du soleil et tombe à 10 particules/cm^3 au niveau de l’orbite terrestre.

Le vent solaire est observé depuis une trentaine d’années. Au niveau de l’orbite terrestre, sa vitesse moyenne est de l’ordre de 400 $km.s^{-1}$ mais peut être considérablement augmentée par les éruptions solaires.

1.1.1.3 La magnétosphère

La magnétosphère est une région de l’espace dominée par l’interaction entre le vent solaire et le champ géomagnétique. En effet, en passant au voisinage de la Terre, le bouclier magnétique terrestre dévie le vent solaire qui en modifie la forme et la structure du champ. La magnétosphère se présente comme une cavité au centre de laquelle se trouve la Terre jouant ainsi le rôle de bouclier la protégeant des phénomènes radiatifs spatiaux (Figure 1-5). Toutefois, au niveau des régions polaires, les particules issues des rayonnements cosmiques peuvent pénétrer à de basses altitudes en raison de la rigidité géomagnétique réduite. Les satellites dont les orbites ont de grands angles d’inclinaison sont donc soumis à de plus forts risques de défaillances.

Les propriétés de la cavité magnétosphérique ne sont pas constantes en raison des variations du vent solaire et du champ magnétique interplanétaire. Il en résulte une dynamique complexe à l’origine des orages magnétiques dont les manifestations les plus spectaculaires sont les aurores boréales et les perturbations radioélectriques.

1.1.1.4 Le rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique a été découvert par V. Hess en 1912 grâce à des mesures effectuées à partir de ballons-sondes. La nature de ce rayonnement, dont les origines sont mal connues, n'a toutefois été entrevue qu'aux environs de 1950 [FREI-48]. Il est constitué de 1% d'ions de très grande énergie (>1 MeV), de 87% de protons (H+) et de 12% de noyaux

d'hélium [FLEI-75]. La Figure 1-2 donne l'abondance relative des ions cosmiques en fonction de leur numéro atomique [STAS-88], [PRIC-70]. Les ions les moins énergétiques sont d'origine galactique et les plus énergétiques sont d'origine extragalactique. Quelque soit leur origine, ces rayonnements restent extrêmement énergétiques (certains ions atteignent 10^{10} GeV) mais les flux associés sont relativement faibles. Cependant, dans le cas de missions spatiales longues (sur plusieurs années), la probabilité d'occurrence d'un événement, potentiellement destructif, est non négligeable.

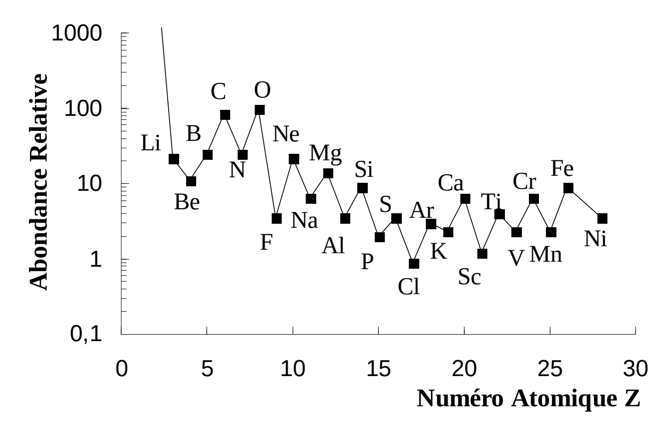


Figure 1-2: Abondance relative des ions cosmiques

1.1.1.5 Les ceintures de radiations

Les particules chargées qui entrent en contact avec le champ magnétique terrestre peuvent être piégées de façon plus ou moins stable dans un environnement proche de la Terre appelé ceintures de radiations. Découvertes en 1958 par J.A Van Allen (mission Explorer I), ces ceintures sont constituées de protons, d'électrons et de quelques ions lourds. Leur énergie se situe entre une dizaine de keV et quelques centaines de MeV. Elles sont soumises à la force de Lorentz et ont des trajectoires hélicoïdales suivant les lignes de champ magnétique terrestre donnant ainsi aux ceintures un aspect de tores ou « pneus » symétriques par rapport à l'axe du dipôle magnétique (Figure 1-3).

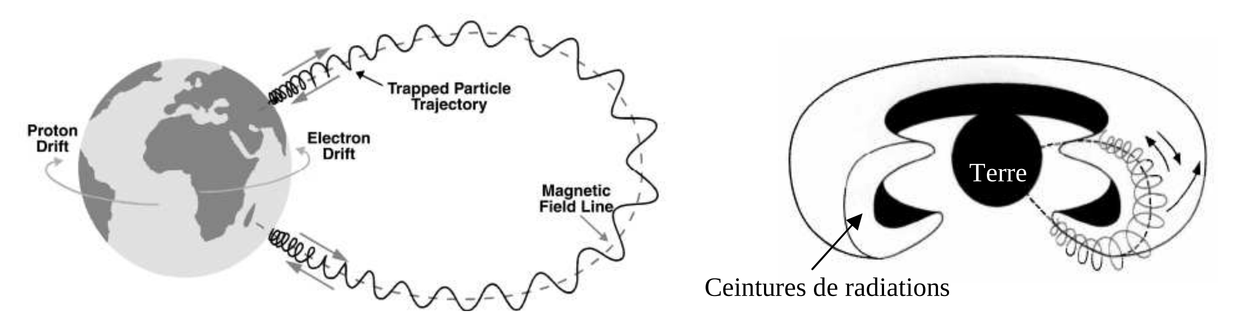


Figure 1-3: à gauche: mouvement d'une particule chargée prise au piège dans le champ magnétique de la terre. A droite: aspect des ceintures de radiations

Les ceintures de Van Allen sont au nombre de trois :

- 2 ceintures d'électrons centrées aux altitudes de 9000km et 30000km,
- 1 ceinture de protons à l'altitude de 12000km.

Il existe une dissymétrie des ceintures due d'une part, à la déformation de la magnétosphère sous l'effet du vent solaire et, d'autre part à l'inclinaison (23°26') entre l'axe magnétique et l'axe de rotation terrestre. Ce décalage entre les deux axes donne lieu à une région particulièrement riche en protons : l'Anomalie Sud-Atlantique (SAA). Le champ magnétique y est très faible et les flux de protons évoluent en fonction de l'altitude et de l'activité solaire. Ainsi, les orbites utilisées sont donc situées hors des ceintures (orbite géostationnaire GE0 ou orbites basses, LEO type ISS). Des exemples de missions sont donnés sur la Figure 1-4.

Les ceintures de Van Allen subissent des perturbations dues à des variations de flux du vent solaire durant l'activité solaire et ne sont pas stables.

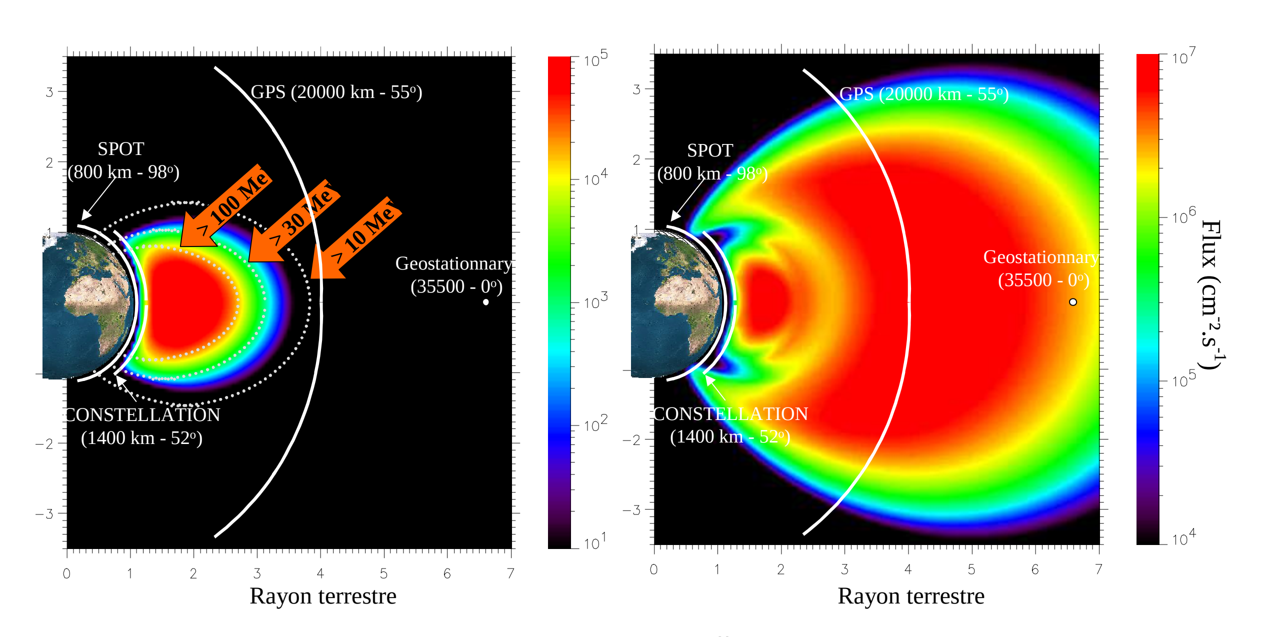


Figure 1-4: ceintures de radiations et caractéristiques de différentes orbites et missions. Rayon terrestre : 6371Km

1.1.1.6 Synthèse de l'environnement radiatif spatial

La Figure 1-5 schématise les différents phénomènes radiatifs de l'environnement spatial et le Tableau 1-1 résume la nature et la provenance des particules rencontrées dans l'espace. Au regard de ces données, l'environnement radiatif spatial apparaît comme un milieu

hostile. Il est donc capital de caractériser les systèmes électroniques embarqués spatiaux et de comprendre les défaillances engendrées.

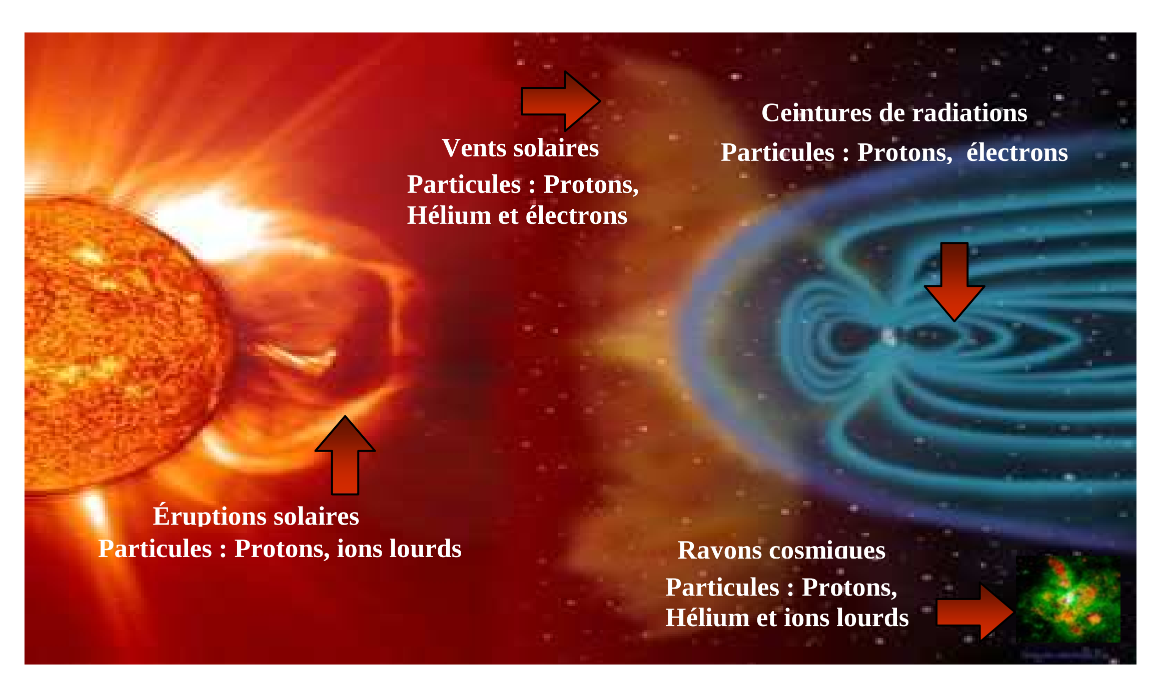


Figure 1-5: effet des radiations spatiales sur la magnétosphère et ses déformations sous l'interaction avec le vent solaire

PORVENANCE	PARTICULES	ENERGIES	FLUX
Ceintures de radiations	Protons Electrons	< qq 100MeV (dont 99%<10MeV) <7MeV (dont 99%<2MeV)	10 à 10^6 cm-²s^{-1} 10^{-2} à 10^7 cm-²s^{-1}
Vent solaire	protons Electrons Particules α (7 à 8%)	<100 KeV <qq KeV	10^8 à 10^{10} cm-²s^{-1}
Eruptions solaires	Protons Particules α Ions lourds	10MeV à 1 GeV 10MeV à qq 100MeV	10^{10} cm-²s^{-1} ~ 10^2 à 10^3 cm-²s^{-1}
Rayons cosmiques	Protons (87%) Particules α (12%) Ions lourds (1%)	10^2 à 10^6 MeV Fortes énergies 1 MeV à 10^{14} MeV	1 cm-²s^{-1} 100 MeV 10^{-4} cm-²s^{-1} 10^6MeV

Tableau 1-1: caractéristiques des différentes particules rencontrées dans le milieu radiatif spatial

1.1.2 L’environnent atmosphérique

La terre est protégée par l'atmosphère qui constitue un véritable écran semi-perméable laissant passer la lumière mais arrêtant la plus grande partie des radiations issues de l'espace. L'environnement radiatif atmosphérique est donc beaucoup moins agressif que l’environnement spatial mais n’en reste pas moins potentiellement dangereux. Il est principalement dû à l'interaction du rayonnement cosmique avec les atomes de l'atmosphère [DYRE-97].

Les particules hautement énergétiques (des dizaines de MeV/nucléons à des centaines de GeV/nucléons) issues des rayonnements cosmiques ne sont pas piégées par le champ magnétique terrestre. Elles entrent alors en collision avec les atomes constituant l’atmosphère et interagissent de deux manières différentes. Dans la première, elles perdent une partie de leur énergie en ionisant directement les éléments de l’atmosphère. Dans la deuxième, elles déclenchent sur ces éléments des réactions nucléaires en chaîne formant ainsi une cascade de particules secondaires (Figure 1-6). Les particules secondaires générées sont essentiellement des neutrons, des protons, des électrons, des muons, des pions et des photons. Ces particules peuvent à leur tour interagir avec les molécules de l’atmosphère. Du fait de ces collisions multiples et de la perte d’énergie consécutive, le flux de radiations diminue à mesure qu’il se rapproche du sol. Il est environ 300 fois moins sévère au niveau de la mer qu’il ne l’est à 12 km d’altitude. Par ailleurs, il varie aussi en latitude et il est 4 fois plus important aux pôles qu’à l’équateur. La Figure 1-6 représente la production en cascade de particules issues d’un unique rayon cosmique énergétique.

La Figure 1-7 représente les flux des différentes particules en fonction de l’altitude à une latitude de 54°. Elle montre en particulier qu’au niveau des altitudes avioniques, les particules prédominantes sont les neutrons et les électrons. Toutefois ces derniers ne jouent aucun rôle dans les mécanismes de défaillance électriques d’origine ionisante qui sont étudiés dans cette thèse. Par contre, ils peuvent entraîner des défaillances de type cumulatives de charges conduisant, par exemple, à des ruptures d’oxydes. Les neutrons, quant eux, ne sont pas directement à l’origine des défaillances observées dans les équipements électroniques car ces particules ne sont pas ionisantes. Ils peuvent en revanche entrer en collision avec les atomes constitutifs des différentes couches semi-conductrices des composants électroniques et générer des ions secondaires qui peuvent déclencher des défaillances électriques. Ce sont ces dernières qui seront étudiées par la suite dans ce mémoire. Les mécanismes indirectes d’ionisation dus aux protons sont les mêmes que ceux dus aux neutrons, mais en raison d’un

flux beaucoup plus faible (cf. Figure 1-7), la probabilité d'un évènement lié à un proton à une altitude avionique est négligeable. Il est à noter que dans le cas des protons par rapport aux neutrons, il existe aussi une ionisation directe de la matière.

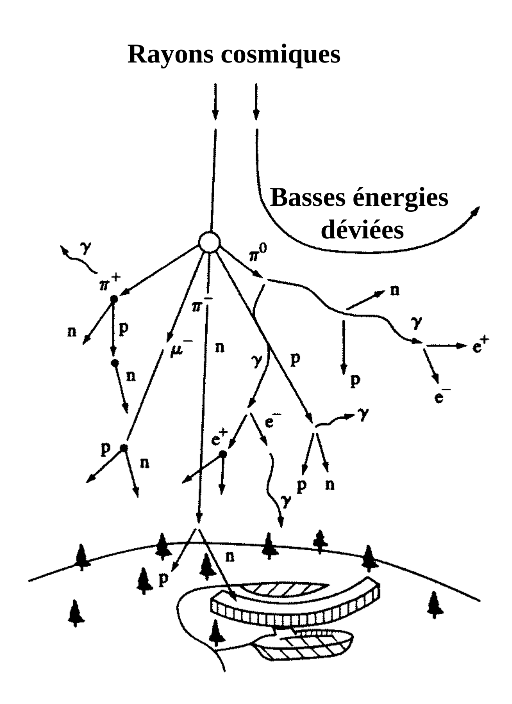


Figure 1-6: Représentation schématique de la production des particules secondaires dans l'atmosphère [ALL 84]

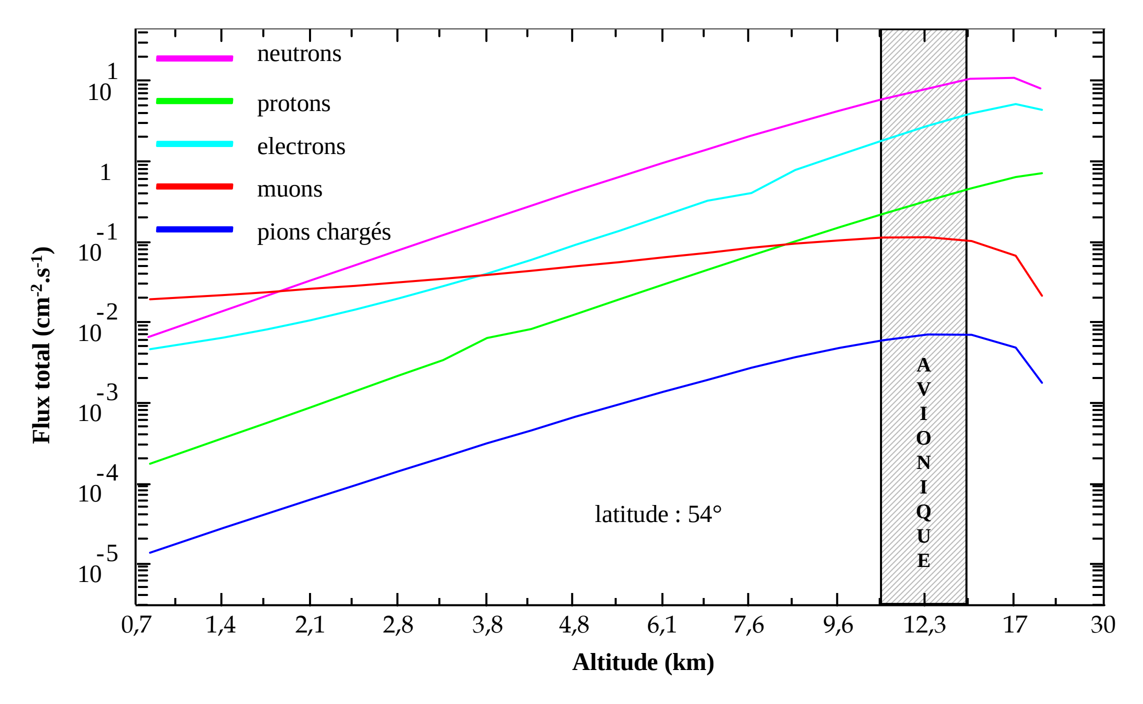


Figure 1-7: flux total des particules se trouvant dans l'atmosphère en fonction de leur altitude [BRIE71], [BRIE78]

1.2 Les outils expérimentaux permettant de simuler les effets de l'environnement naturel

Avant d'utiliser dans un environnement naturellement radiatif un composant commercial standard ou bien un composant spécialement durci, il est crucial de connaître son véritable degré de sensibilité lors de sa mission effective. Pour ce faire, des moyens expérimentaux permettent de reproduire des évènements radiatifs. Les moyens de test sont les accélérateurs de particules, les sources naturelles radioactives, les microfaisceaux d'ions lourds et le laser. Dans ce paragraphe, nous allons décrire ces différents moyens de simuler les effets du rayonnement naturel sur la matière, sachant que seuls les accélérateurs et le laser seront utilisés dans le cadre de nos travaux de recherche.

1.2.1 Les accélérateurs

L'un des moyens de caractérisation le plus utilisé pour déterminer la sensibilité des composants électroniques est donc l'accélérateur de particules. Ce dernier produit des ions plus ou moins chargés et les accélère sous l'action d'un champ de force. Il faut toutefois noter que les énergies des particules produites en accélérateurs restent souvent inférieures à celles pouvant être rencontrées dans l'espace. Les accélérateurs les plus utilisés pour le test de sensibilité aux SEEs sont les accélérateurs électrostatiques linéaires (notamment ceux de type Tandem Van de Graaff (TVDG)) et les accélérateurs circulaires de type cyclotron et synchrotron. La Figure 1-8-a et la Figure 1-8-b montrent respectivement ces deux types d'accélérateurs.

Les accélérateurs linéaires de type TVDG permettent d'accélérer des ions lourds entre deux électrodes soumises à une différence de potentiel de l'ordre de 10 MV. Le principe de base est d'utiliser le changement d'état de charge des ions entre deux accélérations. Une source produit initialement des ions négatifs qui subissent une première accélération entre les électrodes 1 et 2 (cf. Figure 1-8-a). L'ion change de signe en traversant un éplucheur (cibles minces de carbone ou milieu gazeux) qui lui arrache assez d'électrons pour qu'il soit chargé positivement. Il subit alors une deuxième phase d'accélération entre les électrodes 2 et 3 avant d'être prélevé et dirigé vers la chambre d'analyse.

Les accélérateurs circulaires utilisent à la fois l'accélération par un champ électrique mais aussi la courbure de la trajectoire des ions par l'action d'un champ magnétique. Son

utilisation fournit l’énorme avantage de pouvoir faire passer les ions plusieurs fois entre les électrodes d’accélération et donc d’augmenter le domaine d’énergies accessibles. Ces accélérateurs offrent donc une plus grande variété d’ions capables de traverser plusieurs dizaines à quelques centaines de micromètres de silicium.

Quelque soit le type d’accélérateur, le faisceau accéléré est conduit vers une ligne de test maintenue généralement sous vide de façon à ne pas dégrader ses qualités énergétiques. Des tests à l’air libre ne peuvent être effectués qu’avec les accélérateurs les plus énergétiques tels que celui du GANIL.

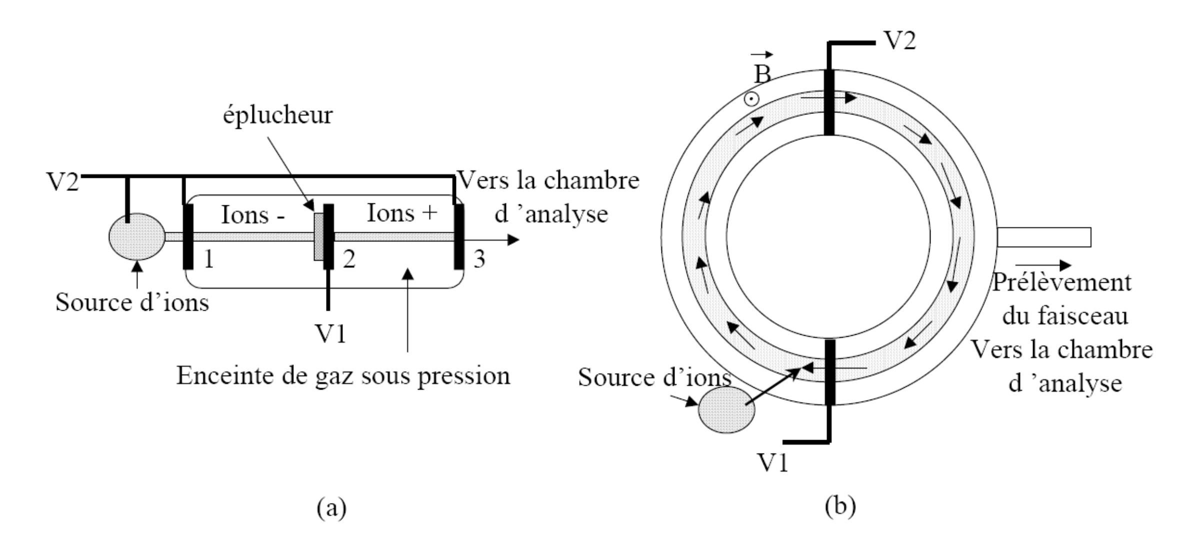


Figure 1-8: principe d'accélération pour un accélérateur tandem Van de Graaff (a) et un accélérateur circulaire (b)

Les principaux accélérateurs utilisés pour tester la sensibilité des composants sont:

- Type Tandem Van de Graaff : IPN (Orsay, France), BNL (Upton, USA), TASSC (Tandem Accelerator Superconducting Cyclotron in Canada)
- Type accélérateur circulaire : GANIL (Caen, France), GSI (Darmstadt, Allemagne), CYCLONE (Louvain la neuve, Belgique), IUCF (Bloomington, USA), LBL (Berkeley,USA), TAMU (Texas A&M’s University cyclotron) (USA), synchrotron SATURNE (Saclay, France)

Dans le cadre de nos travaux de recherche, nous avons utilisé les accélérateurs de Caen (le GANIL) et de Louvain La Neuve (le CYCLONE).

1.2.2 Source naturelle radioactive

Un autre moyen de caractériser la sensibilité d'un composant aux effets des radiations est d'utiliser des sources naturelles radioactives. Les deux principales utilisées sont la source californium ^{252}Cf et la source ^{60}Co. Cette dernière est utilisée pour reproduire les effets de dose déposée dans les oxydes mais n'est pas utilisée pour les tests de SEE car elle émet principalement des particules légères (alpha, bêta, etc.). La source ^{252}Cf émet, quant à elle, différents types de particules : alpha, bêta, rayons gamma et/ou neutrons, et dans 3% des émissions, les fragments de la fission du californium sont deux ions lourds.

La principale limitation de la méthode vient du parcours des ions. En effet l'énergie des ions émis par la source Californium est très faible en regard de l'énergie des ions obtenus en accélérateur et à plus forte raison en environnement spatial. Leur parcours dans le silicium est par conséquent faible, typiquement de 6 µm à 15 µm. Ainsi, les ions émis par la source peuvent ne pas atteindre les zones sensibles si elles sont enterrées dans le silicium ou si les différentes couches en surface ont des épaisseurs importantes [BUC96].

1.2.3 Microfaisceau d'ions lourds

Les microfaisceaux d'ions lourds permettent d'adresser une première limitation des accélérateurs classiques puisqu'ils fournissent la localisation spatiale du point d'impact des particules. Cela permet de remonter à l'information particulièrement intéressante de l'origine de la sensibilité du circuit ou de cartographier les zones sensibles d'un composant [MUS99]. Les meilleurs résolutions disponibles sont de l'ordre de 1 µm. Ces installations sont encore rares et les valeurs de LET accessibles sont généralement limitées [SEXT96]. D'autre part, les cartographies ne permettent de révéler que de manière surfacique la localisation des zones de collection de charges [SEXT96] [BAR96] [BAR98], mais ne permettent pas d'accéder aux volumes sensibles du fait des énergies limitées disponibles.

1.2.4 Les lasers

L'utilisation de lasers pulsés picosecondes pour reproduire les effets des ions lourds dans les composants à semi-conducteurs est plus récente. Cet outil a été développé en complément des accélérateurs, puisqu'il fournit en particulier la résolution spatiale et temporelle qui leur fait défaut (cf. chapitre 2 partie 2.1). D'autre part, c'est un très bon outil de

pré-caractérisation. En effet, au cours des années, ces lasers ont permis d’évaluer avec succès les effets des ions lourds dans différents composants et circuits dont les SRAMs, les DRAMs, les circuits logiques, les convertisseurs analogique-digitaux, etc. … (notamment les effets de type des évènements singuliers (SEEs) que nous définirons dans la partie1.4.1) ([BUC87], [BUC90], [MCM94], [MEL94], [MOS95], [BUC96], [BUC97], [MCM00], [BUC04]). Malgré les différences entre les traces d'ionisation générées par un ion et une impulsion laser, il a par ailleurs été montré que des formes de courants transitoires parasites obtenues par le laser étaient identiques à celles obtenues avec des ions lourds [MCM94]. Pour les composants plus complexes, des méthodologies permettant de corriger l'effet de taille de spot ont été développées [MIL06].

Jusqu’à présent, deux méthodes différentes d’injection de charges utilisant le rayonnement laser ont été développées pour l’étude des évènements singuliers. La première approche, bien établie, est basée sur l’absorption d’un seul photon pour la création d’une paire électron-trou (mécanisme d’absorption linéaire). La seconde, développée plus récemment, repose sur l’absorption simultanée de deux photons dont l’énergie est inférieure au gap du matériau (mécanisme d’absorption non linéaire). La sélection de la longueur d’onde, de l’énergie et de la largeur du pulse permettent de sélectionner l’un ou l’autre de ces processus [MEL94].

Il y a actuellement cinq installations de lasers pulsés utilisés pour étudier les SEEs. Deux se trouvent aux Etats-Unis, un au Naval Research Laboratory [MEL94], [MCM00] et l’autre à l’Aerospace Corporation [MOS95], [LAL02]. Il en existe un en Angleterre à Matra BAE Dynamics [CHU02], et deux sont en France, à l’IMS à Bordeaux [POU99], [LEW01] et à EADS IW à Suresnes [DAR02], [MIL04]. Nous présenterons en détails ce dernier dans le chapitre II puisque c’est celui que nous avons utilisé pour nos travaux.

La Figure 1-9 illustre schématiquement une installation d’un laser pulsé pour reproduire l’effet des radiations. Il s’agit d’un schéma générique qui peut s’appliquer au laser un photon ou deux photons. En général, les installations laser pour le test d’évènements singuliers requièrent une source laser pulsée dans laquelle la fréquence des impulsions peut être contrôlée, du tir simple jusqu’à une fréquence de l’ordre du MHz. La durée du pulse peut être de l’ordre de quelques femtosecondes à quelques centaines de picosecondes. Les énergies de ces lasers dépendent de leur longueur d'onde.

Deux types de cavités laser sont principalement utilisés parmi les installations dédiées aux tests SEEs. Il s'agit des lasers pulsés ND:YAG et des lasers pulsés Ti:sapphire. Les lasers ND:YAG offrent une large gamme de longueurs d'onde, du visible au proche infrarouge et possèdent des durées d'impulsion typiquement de 1 ps à 100 ps. Les lasers Ti:sapphire ont des longueurs d'onde de 770 nm à 900 nm dans le proche infrarouge avec des durées d'impulsion de l'ordre de 100fs.

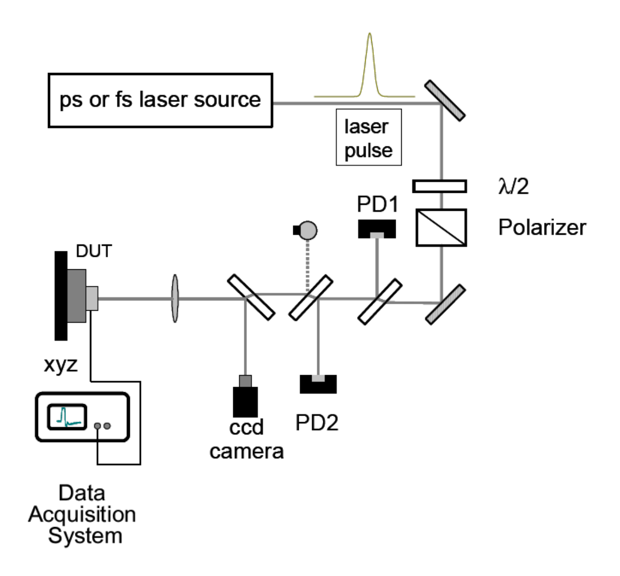


Figure 1-9: schématisation d'une installation typique de laser pulsé pour simuler l'effet des particules. PD1 et PD2 sont des photodiodes, DUT est le composant sous test, xyz est une platine de déplacement motorisée et λ/2 est une lame demi-onde [BU-Mc05]

Les autres éléments optiques symbolisés sur la Figure 1-9 sont communs à toutes les installations laser dédiées au test d’évènements singuliers, bien que certains détails varient suivant la longueur d’onde utilisée. C’est le cas pour la lame demi-onde combinée au polariseur utilisés pour un ajustement continu de l’énergie du pulse laser. Ces éléments peuvent être complémentés par des filtres (non indiqués sur la figure). Des photodiodes permettent de mesurer l’énergie du pulse laser incident sur (PD2) et du pulse réfléchi par la surface du composant sous test sur (PD1). Il est à noter que les filtres gris ainsi que les photodiodes doivent être calibrés pour chaque longueur d’onde. Le faisceau optique est focalisé dans le composant sous test grâce à un objectif de microscope fixant la taille du spot laser. Cette taille peut être d'approximativement 1 µm au minimum pour les longueurs d’onde dans le visible et quelques microns pour des longueurs d’onde dans l’infrarouge. Le composant sous test est monté sur des platines motorisées et contrôlées suivant les directions x-y-z avec une résolution de l’ordre de 0,1 µm typiquement. Un système d’imagerie optique permet d’observer la position du spot laser au niveau de la surface de la puce. De plus, avec

une source de lumière blanche focalisée par l'objectif de microscope, il est possible d'observer la surface du composant en regard de l'objectif ainsi que la surface opposée (en regard des platines) grâce à une caméra CCD.

1.3 Les interactions particule-matière

Les particules de l'environnement radiatif naturel peuvent interagir avec la matière et en particulier avec le silicium des composants à semi-conducteurs. Ces interactions peuvent avoir des effets sur les composants que les gens de la communauté ont cherché à reproduire par les différents moyens expérimentaux présentés dans la partie précédente. Si les accélérateurs et les sources naturelles radioactives sont communément acceptés et utilisés car ils génèrent des particules du même type que celles de l'environnement radiatif, les lasers se doivent d'être plus discutés car leurs mécanismes d'interactions pour reproduire les effets des radiations sont différents. Nous allons donc expliquer dans ce paragraphe les différents mécanismes d'interactions entre les ions, les protons et les neutrons avec la matière d'une part, et d'autre part entre les photons d'un faisceau laser avec la matière. Nos travaux traitant des composants à semi-conducteurs, il sera souvent fait référence au silicium.

1.3.1 Ions lourds

1.3.1.1 Nature de l'interaction

L'interaction des ions lourds (Z>2) avec la matière peut être de deux types. Le premier est une interaction coulombienne qui est une collision inélastique d'une particule chargée incidente (c-à-d un ion) avec le cortège électronique du réseau cristallin. Le second est une interaction résultant de collisions élastiques de l'ion sur les noyaux des atomes du réseau cristallin. La probabilité d'interaction forte avec les noyaux, qui correspond au deuxième type, est généralement négligeable [ENG72], sauf en fin de parcours. Le processus de dépôt d'énergie de l'ion incident est donc l'ionisation des atomes du réseau cristallin, accompagnée éventuellement de rayonnements Bremsstralung et Cerenkov [MOR99]. Il est à noter que les pertes d'énergie des particules incidentes sont quantifiées par la notion de LET qui sera définie dans le chapitre II. Le mécanisme d'ionisation se produit lorsque l'énergie de la particule incidente est supérieure à l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron/trou.

Des relations empiriques issues de mesures expérimentales [BOUD98] existent pour relier la valeur de l'énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire électron trou à la valeur du gap du matériau considéré.

Généralement les ions issus de l'environnement spatial sont fortement chargés et ont donc une forte interaction coulombienne avec les électrons liés du semiconducteur. La grande efficacité en termes de génération de charges libres d'un ion lourd réside dans le fait qu'il ne perd qu'une quantité infime de son énergie cinétique lors de l'interaction avec un électron lié. En effet, le pourcentage maximal d'énergie que peut prendre un électron à un ion lourd est de l'ordre de 0,05 % dans le cas d'une particule alpha (^{4}He), de 0,02 % pour un ion ^{12}C, de 0,005 % pour un ion ^{52}Fe et moins encore pour des ions plus lourds. Le nombre de charges que peut générer un ion lourd dans un semiconducteur est donc très important.

1.3.1.2 Parcours d'un ion lourd dans la matière : notion de range

Chaque ion a une trajectoire propre résultant de ses interactions avec le matériau cible. La longueur de cette trajectoire est appelée « le range ». Cette longueur reste dans l'absolu inconnue puisque le comportement d'un faisceau de particules est gouverné par les lois de la statistique. Ces lois permettent toutefois de définir et calculer un range moyen. Il est calculé à partir de la perte d'énergie de l'ion par unité de longueur. Ainsi, pour un ion incident d'énergie E, le range r(E) est donnée par l'équation Eq. 1-1 où les valeurs des bornes d'intégration correspondent à l'ion arrêté en fin de parcours (E=0) et à l'énergie cinétique (E) du début de parcours.

$$r(E) = \int_{E}^{0} \frac{dE}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Total}} \qquad \textit{Eq. 1-1}$$

Les fluctuations autour de ce range sont le résultat de la déviation due à l'incertitude concernant le nombre et l'efficacité de chaque collision. Cependant pour les ions lourds, ces fluctuations sont peu importantes et la trajectoire reste rectiligne comme l'illustre la Figure 1-10-a. Ceci s'explique par la différence de masse entre l'ion incident et l'électron cible du réseau cristallin qui conduit à un transfert d'énergie ΔE faible lors de l'interaction coulombienne [BOUD99]. Il faut noter que, sans être un ion lourd, le proton possède une trajectoire du même type. A tire d'exemple et pour réaliser une comparaison, la Figure 1-10-b montre les trajectoires d'électrons incident dans du silicium. Les électrons étant légers par

rapport aux noyaux cibles, chaque collision conduit à une forte déviation entraînant des trajectoires dispersées.

Le range dépend donc de la masse et de l'énergie de la particule incidente, mais aussi de la densité du matériau. Plus le matériau est dense, plus les ranges sont courts. En fonction de ces paramètres, la gamme du range peut être comprise entre quelques microns et plusieurs millimètres.

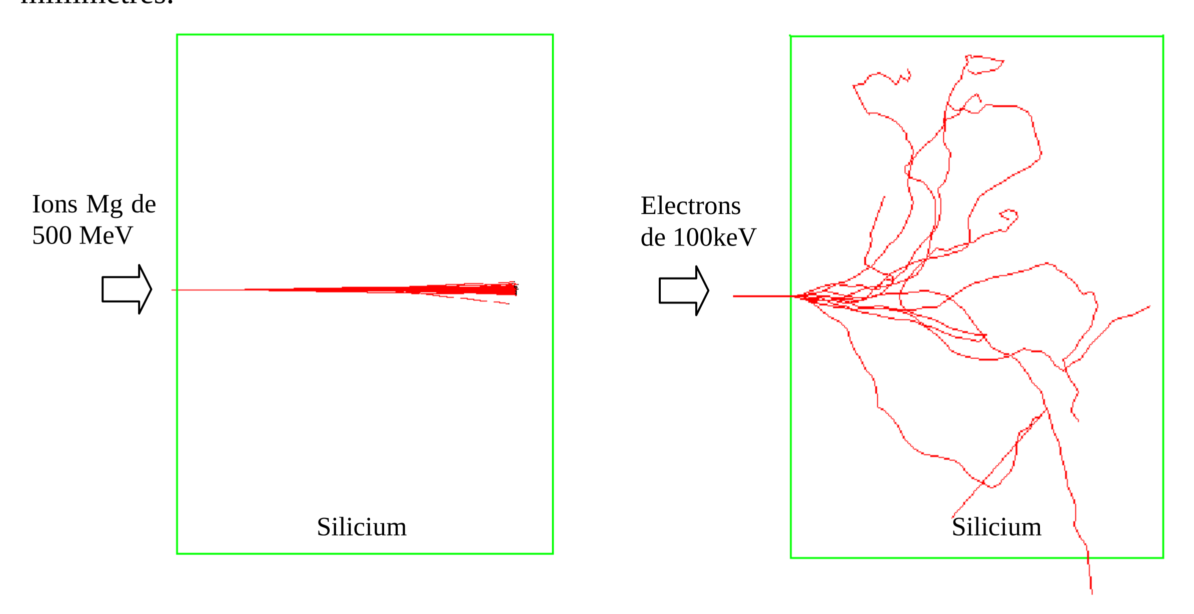


Figure 1-10: image du parcours d'ions magnésium d'énergie initiale 500 MeV et d'électrons d'énergie initiale 100 keV dans 500 µm de silicium

1.3.1.3 Répartition spatiale et temporelle de la trace d'ionisation

Répartition spatiale :

L'énergie transmise à l'électron par un ion lourd au moment de l'ionisation d'un atome du réseau cristallin peut atteindre plusieurs keV. L'énergie d'ionisation étant à peine de quelques électronvolts (3,6 eV), l'électron possède alors une énergie cinétique importante et peut à son tour ioniser les atomes du matériau (création d'une paire électron trou). Ces électrons hautement énergétiques sont appelés rayons δ et s'éloignent de la trajectoire suivie par l'ion incident suivant un parcours pratiquement perpendiculaire (cf. Figure 1-11-a). Ils augmentent donc l'étendue radiale de la zone de dépôt effectif de charges [FAG93]. Le parcours moyen R d'un rayon δ d'énergie cinétique E_c dans le silicium est estimé par la formule empirique suivante [EQU88]:

$$R[\mu m] = (1,83 \times 10^{-2}) E_c[keV]^{1,75} \qquad \textit{Eq. 1-2}$$

Ce parcours peut atteindre plusieurs micromètres selon l'énergie dont dispose l'ion en entrant dans le milieu. Comme l'énergie cinétique de l'ion diminue au fil de son parcours, la valeur maximale du parcours moyen R des rayons δ diminue d'autant. En d'autres termes, le rayon de la trace d'ionisation diminue avec la profondeur du range. La Figure 1-11-b illustre ce phénomène en montrant la trace d'ionisation (dépôt de charges par abus de langage) pour différents ions lourds de ranges identiques (H à Fe).

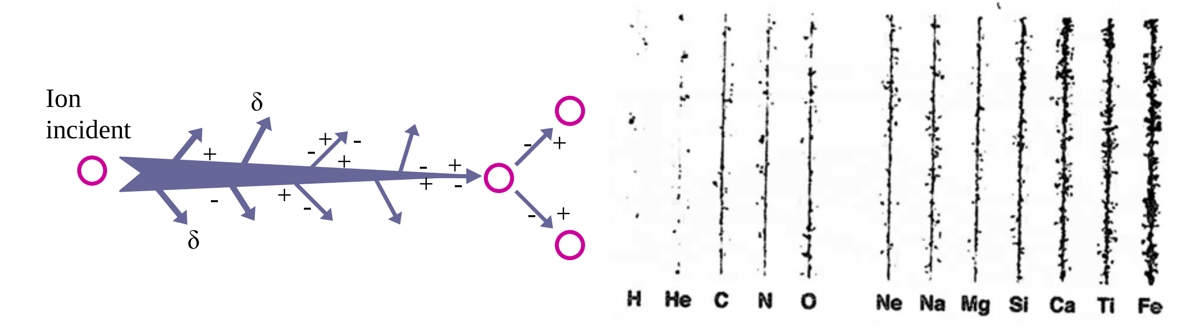


Figure 1-11: trajectoire de quelques ions lourds (H à Fe) dans le silicium [BOU96]

Répartition temporelle :

Deux processus régissent la cinématique de la création de paires électron-trou dans le silicium. L'établissement de sa longueur totale, c'est-à-dire du range, dépend du temps mis par l'ion pour s'arrêter (au plus quelques picosecondes). L'établissement de son étendue radiale dépend du temps mis par les rayons δ pour effectuer leur parcours maximal (quelques centièmes voire dixièmes de picosecondes). Dans le même temps se produit au sein de la trace la thermalisation des électrons libres par décroissance phononique vers le minimum de la bande de conduction du semiconducteur. Cette dynamique se produit suivant une échelle temporelle limitée à quelques picosecondes [RIC87]. La trace de charges s'établit donc en quelques picosecondes.

Un ion lourd énergétique peut donc conduire à la formation d'une densité de porteurs atteignant plus de 10^{20} paires électron-trou par centimètre cube, sur une profondeur variable (quelques µm à quelques 100 µm) dans le semiconducteur.

1.3.2 Protons et neutrons

Le proton étant une particule chargée, il possède naturellement la capacité d'ioniser les atomes qu'il rencontre sur son parcours au travers d'interactions coulombiennes. Cette capacité est cependant beaucoup moins efficace que celle d'un ion lourd et n'apparaît que

pour des énergies inférieures au MeV. Le principal mode d'interaction du proton est l'interaction nucléaire. Un proton peut en effet interagir par chocs avec les noyaux des atomes du semiconducteur [BOU98] en leur transmettant une partie de son énergie. Pour des énergies suffisamment élevées, il peut fragmenter les noyaux des atomes du silicium par interactions nucléaires. Parmi les produits résultant de ces fragmentations, il existe des ions lourds mobiles, appelés aussi ions de recul, dont le comportement est beaucoup plus agressif en termes d'ionisation que le proton incident. Ainsi un proton incident suffisamment énergétique peut induire dans un matériau un nombre de charges significatif. Il n'en reste pas moins vrai que la nature des produits résultant de la réaction proton-silicium est difficile à prévoir car elle varie beaucoup en fonction de l'énergie du proton.

En ce qui concerne les neutrons, l'ionisation coulombienne n'a plus cours puisque cette particule possède par définition une charge nulle. Comme pour les protons, ils peuvent cependant produire des ions lourds par réaction nucléaire pouvant générer des charges libres de façon conséquente [Fleu95].

Les différentes réactions nucléaires provoquées par des neutrons ou des protons se divisent en deux catégories et sont représentées schématiquement sur la Figure 1-12.

- Les réactions élastiques : n ou p + $^{28}Si \rightarrow$ n ou p + ^{28}Si

Suite au choc du neutron ou du proton sur le noyau de silicium, l'énergie cinétique et la nature des particules en interaction sont conservées.

- Les réactions inélastiques et non-élastiques : n ou p + $^{28}Si \rightarrow A + B + C$

L'énergie cinétique n'est pas conservée car une partie de l'énergie incidente est utilisée pour modifier la nature du noyau cible ou son énergie d'excitation.

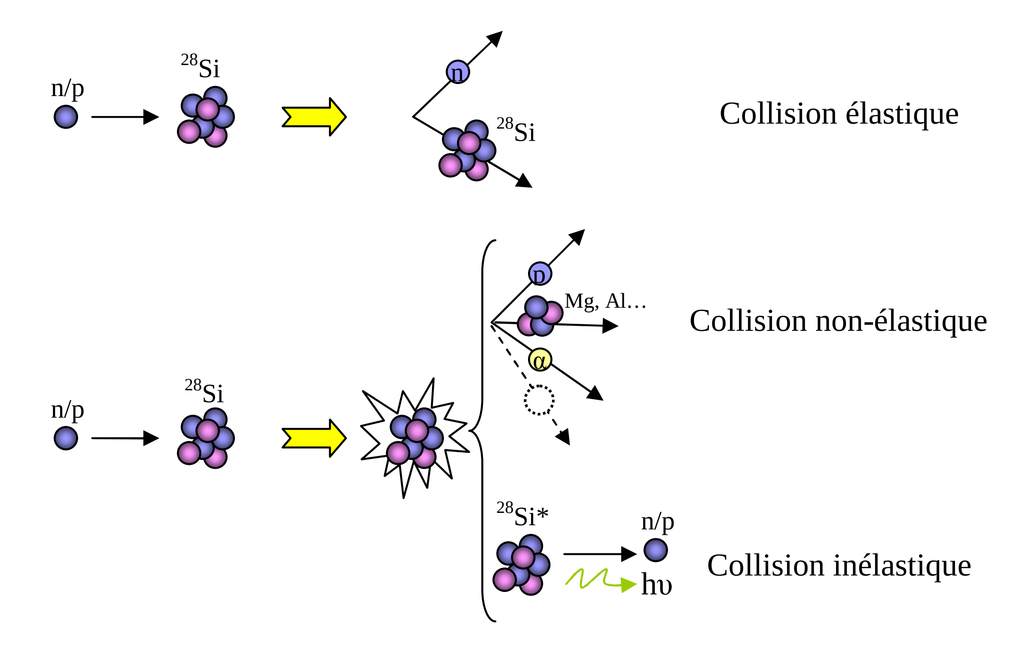


Figure 1-12: représentation schématique des deux catégories d'interactions nucléaires

1.3.3 Notion de Pouvoir d’Arrêt et de Transfert d’Energie Linéique

Pour les ions lourds et les protons, les notions de pouvoir d’arrêt et de transfert d’énergie linéique sont couramment utilisées pour caractériser leur comportement d’ionisation directe dans un matériau donné. Cependant, ces notions sont très peu utilisées pour les protons en raison de leur faible valeur et on préférera utiliser la notion d’énergie incidente. Pour les neutrons ces notions ne sont absolument pas utilisées car ces derniers ionisent la matière de manière indirecte par réactions nucléaires.

Les particules chargées ionisent les atomes et les molécules de la matière traversée en perdant peu à peu leur énergie cinétique. Le pouvoir d'arrêt, mesuré en MeV/cm, est la perte moyenne d'énergie de la particule par distance parcourue (Eq. 1-1). Le pouvoir d’arrêt est calculé en supposant que les interactions entre la particule, les électrons et les noyaux atomiques sont de type coulombiennes. Il dépend du type de la particule, de son énergie cinétique et de la matière traversée. Mais la valeur et les unités sont les mêmes et cette valeur est positive.

$$Pouvoir\ d'arrêt : \quad S(E) = -\frac{dE}{dx} \quad [MeV/cm] \qquad \text{Eq. 1-3}$$

Il existe en réalité deux types de pouvoir d'arrêt qui interviennent de manière simultanée: le pouvoir d'arrêt électronique et le pouvoir d'arrêt nucléaire. Le premier provient du ralentissement par des collisions inélastiques de l'ion avec le cortège électronique des atomes du matériau. Ces collisions ionisent la matière et donc génèrent des paires électron-trou dans les matériaux semiconducteurs. Le second est produit par les collisions élastiques entre l'ion et les noyaux des atomes du réseau cristallin. C'est la phase ultime du ralentissement puisque le trajet de la particule incidente finit par se terminer par choc sur un ou quelques atomes du réseau cristallin. La contribution nucléaire est en générale négligeable excepté pour les basses énergies (cf. Figure 1-13). Elle intervient donc soit en fin de parcours soit pour des énergies incidentes faibles. L'unité de l'axe des abscisses de la Figure 1-13 correspond à la vitesse et à la masse de la particule. Ainsi les pouvoirs d'arrêt évoluent au fur et à mesure que la particule est ralentie.

Il existe différents modèles semi-empiriques pour calculer le pouvoir d'arrêt, notamment le modèle de Ziegler, Biersack et Littmark décrit à l'origine dans leur ouvrage [ZIE85] et désormais largement utilisé par l'intermédiaire de programmes téléchargeables [SRIM].

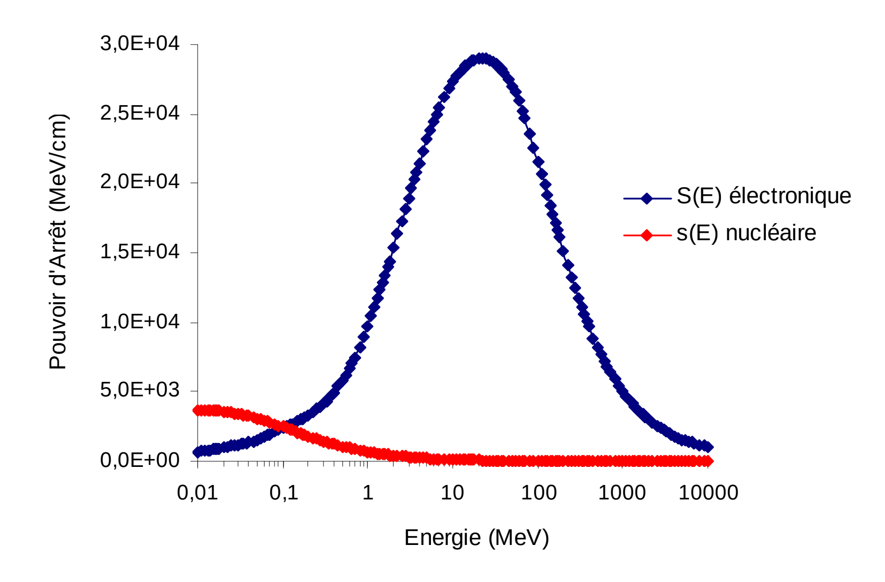


Figure 1-13: pouvoirs d'arrêt nucléaire et électronique pour l'ion aluminium dans le silicium

Le LET (Linear Energy Transfer) ou transfert d'énergie linéique est le rapport du pouvoir d'arrêt total sur la masse volumique du matériau cible exprimé en MeV.cm².mg^{-1} (cf. Eq. 1-4). Il permet de supprimer la dépendance du pouvoir d'arrêt de la densité du matériau. C'est l'unité la plus couramment utilisée. Toutefois, il peut être pratique d'exprimer le LET en

pC/µm. Pour le silicium, il existe un facteur 100 entre ces deux unités (1 pC/µm ≈ 100 MeV.cm²/mg), sachant qu'il faut 3,6 eV en moyenne pour créer une paire électron-trou dans le silicium. Plusieurs tables donnant la valeur du LET existent, la plus connue et la plus complète est celle de Ziegler qui donne le LET pour tous les ions, de l'hydrogène à l'uranium, dans tous les matériaux, pour des énergies incidentes comprises entre 0,2 MeV/nucléon et 1000 MeV/nucléon. La Figure 1-14 montre le LET de quelques ions en fonction de leur parcours, le matériau cible étant le silicium. Un peu avant la fin du parcours, on note que la perte d'énergie passe par un maximum, le pic de Bragg.

Ces notions de LET, énergie et pénétration de la particule incidente seront utilisées lors de la caractérisation des composants face aux évènements singuliers présentés dans le chapitre suivant.

$$LET = \frac{S(E)}{\rho} \quad [MeV.cm^2.mg^{-1}] \qquad \text{Eq. 1-4}$$

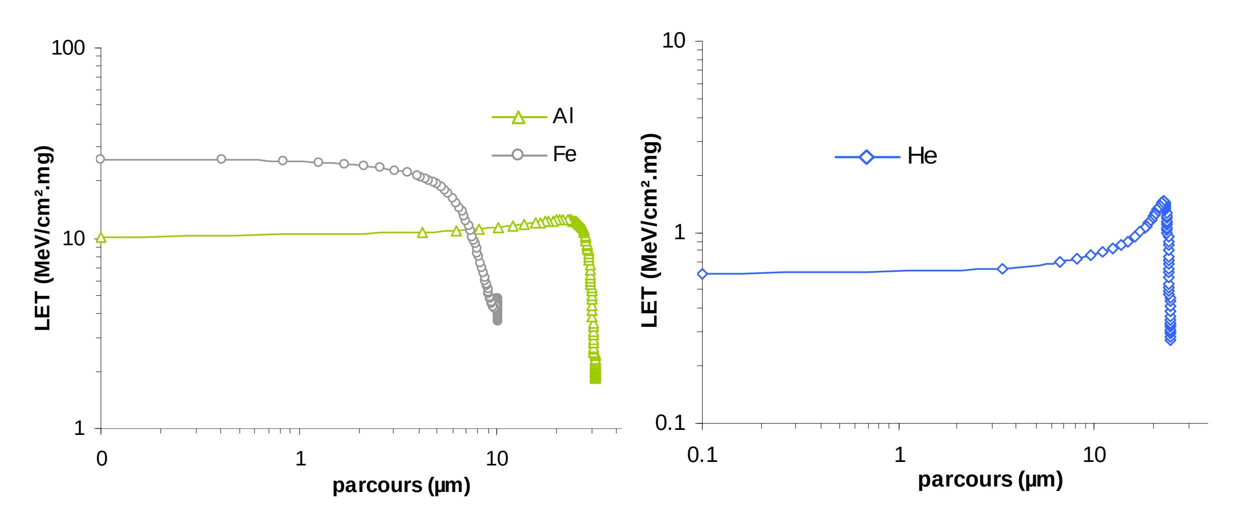


Figure 1-14: LET (MeV/cm².mg) en fonction du parcours dans le silicium des ions Al, Fe et He pour des énergies initiales de 80MeV, 40Mev et 5MeV respectivement

1.3.4 L'interaction faisceau laser-silicium

1.3.4.1 Nature de l'interaction photon/silicium

La gamme de longueurs d'onde des lasers utilisés pour l'étude des effets des radiations naturelles est telle que l'interaction prédominante est l'effet photoélectrique. Les autres interactions, comme l'effet Compton, ne sont significatifs que lorsque les photons ont des

énergies supérieures à 10^5 eV [WRO02] [CHEV86]. Comme les lasers utilisés fournissent des photons d'énergies inférieures à quelques nJ, c'est-à-dire dizaines de peV (cf. paragraphe 1.2.4), ces derniers ne sont pas pris en compte.

L'effet photoélectrique dans un semiconducteur résulte de différents mécanismes d'absorption conduisant à la création de paires électron-trou. Lorsqu'un photon possède une énergie (hυ) au moins égale à la largeur de la bande interdite (le gap) du matériau, il peut être absorbé pour faire passer un électron de la bande de valence dans la bande de conduction. C'est l'effet photoélectrique par absorption inter-bandes. Pour un gap direct (cf. Figure 1-15 a), l'électron passe directement de la bande de valence à la bande de conduction par une transition verticale dans l'espace réciproque en absorbant au moins l'énergie égale au gap direct $E_{gap\ direct}$. Lorsque le gap est indirect – ce qui est le cas du silicium - l'électron passe de la bande de valence à la bande de conduction soit par une transition verticale en absorbant l'énergie égale au gap direct $E_{gap\ direct}$, soit par un mécanisme d'absorption indirect (cf. Figure 1-15 b). On rappelle que le gap du silicium a une valeur de 1,12 eV. La transition se fait alors vers le niveau le plus bas en énergie de la bande de conduction de manière non verticale. Ce type de transition nécessite un photon incident d'énergie supérieure à $E_{gap\ indirect}$ (1.12eV pour le silicium) ainsi qu'une impulsion fournie par les phonons du réseau. Dans le cas du silicium et pour le domaine de longueurs d'ondes du laser utilisé (cf. chapitre II), seule l'absorption indirecte interviendra.

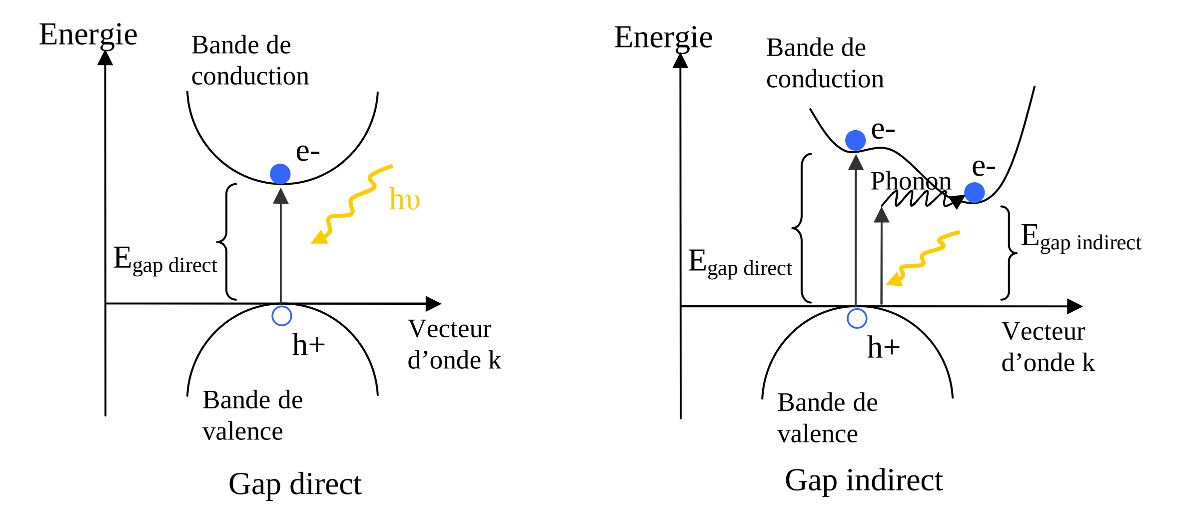


Figure 1-15: mécanisme d'absorption inter bande

Un autre mécanisme de création de paires électron-trou est celui de l'absorption de l'énergie du photon par les impuretés présentes en sites de conduction. Bien entendu, ces impuretés sont principalement les atomes dopants. Les impuretés dopantes introduisent des niveaux d'énergie proches de la bande de conduction (dopant type N) ou de la bande de valence (dopant type P) et réduisent par conséquent la bande interdite apparente du semiconducteur. La transition d'un électron ne nécessite plus alors de phonon (cf. Figure 1-15) et le mécanisme d'absorption est alors plus efficace, et ce d'autant plus que le matériau est fortement dopé.

L'absorption par porteurs libres est un mécanisme qui permet de retarder la recombinaison d'une paire électron-trou. En effet, les électrons quasi-libres présents dans la bande de conduction peuvent également absorber des photons et accéder ainsi à des niveaux d'énergie plus élevée de la bande. Le processus réciproque pour les trous dans la bande de valence est également possible. Ce mécanisme d'absorption est un mécanisme intra-bande car il n'y a pas de passage d'un porteur d'une bande à l'autre. Il est prépondérant pour des photons dont l'énergie est inférieure au gap.

Lorsque l'intensité optique est suffisamment importante, le phénomène d'absorption non linéaire peut permettre le passage d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction même si l'énergie des photons est inférieure au gap (indirect) du silicium. Ce mécanisme nécessite l'absorption de deux photons ([McMOR02]). Une des interprétations possibles de ce phénomène est l'existence d'un niveau virtuel dans la bande interdite du silicium. L'absorption d'un premier photon permet à l'électron de la bande de valence de passer au niveau virtuel. Un deuxième photon est alors quasiment simultanément absorbé pour faire passer l'électron du niveau intermédiaire à la bande de conduction. La probabilité d'absorption simultanée de deux photons étant faible, l'intensité optique doit être importante pour générer une très grande quantité de photons. Ainsi, un laser ayant une longueur d'onde telle que l'énergie des photons est inférieure au gap du silicium peut tout de même créer des paires électron-trou. C'est typiquement le cas pour des longueurs d'ondes supérieures à 1,15 µm. Le laser d'EADS IW émet à une longueur d'onde de 1,06 µm, ce dernier type d'absorption non linéaire n'entre donc pas dans les mécanismes de création de paires électron-trou.

1.3.4.2 Profondeur de pénétration du faisceau laser

Dans le cas d'absorptions linéaires (c'est-à-dire l'absorption d'un seul photon pour créer une paire électron-trou), l'intensité optique I au centre du faisceau et en fonction de la pénétration dans le silicium z est donnée par la loi de Beer Lambert :

$$I(z) = I_0 \cdot e^{-\alpha \cdot z} \quad [W.cm^2] \qquad \text{Eq. 1-5}$$

où I_0 est l'intensité optique du faisceau incident en surface du matériau (z=0), α est le coefficient d'absorption du matériau et R le coefficient de réflexion à la surface.

La valeur du coefficient α va donc conditionner la profondeur moyenne de pénétration du faisceau à l'intérieur du matériau considéré. Ce coefficient est fonction principalement de la longueur d'onde du faisceau incident et du niveau du dopage du cristal semi-conducteur. Ainsi, pour du silicium de type P peu dopé, le coefficient d'absorption à température ambiante et pour des longueurs d'onde comprises entre 0,7µm et 1,07µm, est calculé par la formule empirique donnée par [Ger93]. La Figure 1-16 montre cette variation en fonction de la longueur d'onde du faisceau pour un dopage P de 10^{17} cm^{-3}.

La profondeur de pénétration d du faisceau optique est directement liée à l'intensité optique et donc à son paramètre d'absorption α. Plus le paramètre α est important, plus la profondeur de pénétration est faible (Figure 1-16). D'autre part, la profondeur de pénétration du faisceau diminue avec la longueur d'onde.

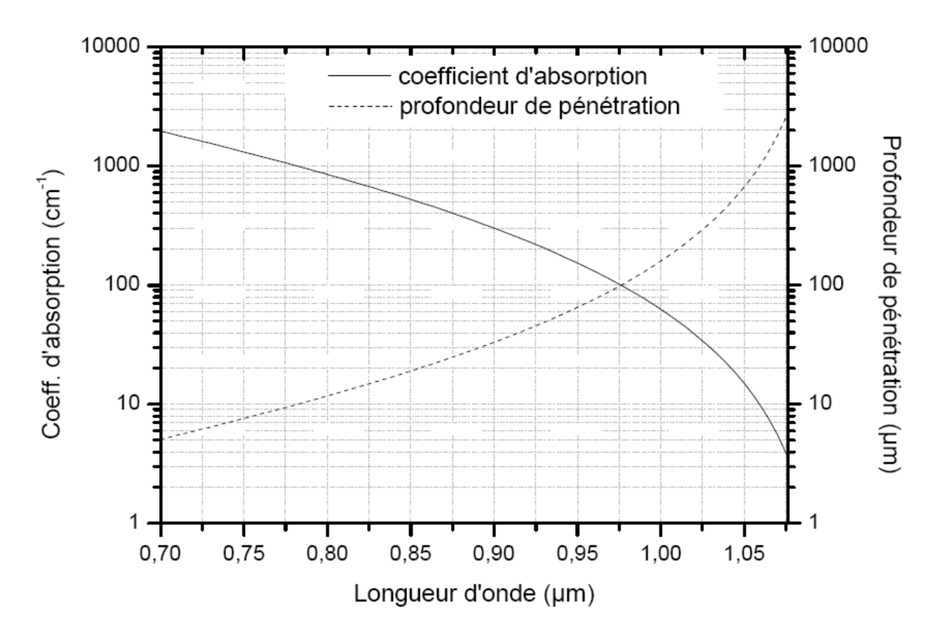


Figure 1-16: coefficient d'absorption et profondeur de pénétration en fonction de la longueur d'onde pour du silicium de type P peu dopé (<10^{17} cm^{-3}) à température ambiante

1.3.4.3 Répartition spatiale et durée d'impulsion

Répartition spatiale :

Au même titre que pour les ions lourds, le faisceau laser est caractérisé par une répartition spatiale. Cette répartition est fonction du mode de l'onde électromagnétique et de l'objectif de microscope utilisé pour focaliser le faisceau. Dans le cas d'un faisceau laser de mode fondamentale TEM_{00}, la répartition spatiale est modélisée de façon idéale par une gaussienne radiale:

$$I(r,z) = I_0 \cdot e^{\frac{-2\cdot r^2}{\omega(z)^2}} \cdot e^{-\alpha\cdot z}$$
$$\omega(z) = \omega_0{}^2\left(1+\left(\frac{\lambda(z-z_0)}{\pi\cdot n\cdot\omega_0{}^2}\right)^2\right) \qquad \textit{Eq. 1-6}$$

où ω_0 est le « beam waist » c'est à dire largeur du faisceau au point de focalisation (ici en $z=z_0$), défini pour I_0/e^2 et n l'indice de réfraction du milieu.

En r = 0, c'est à dire au centre du faisceau, $I=I_0 .e^{-\alpha.z}$ qui correspond à l'équation Eq. 1-5.

La taille la plus petite du diamètre à mi-hauteur du spot laser qui peut alors être obtenue dépend de l'objectif qui est utilisé pour focaliser le faisceau. Il s'agit de la limite de diffraction. Cette valeur minimale est donnée par :

$$D = \frac{1{,}22\cdot\lambda}{O.N.} \qquad \textit{Eq. 1-7}$$

où O.N. est l'ouverture numérique. A 1,06 µm, pour une ouverture numérique de 0.75, D vaut 1,7 µm.

Il est possible de régler expérimentalement w_0 et z_0 en contrôlant les conditions de focalisation du faisceau laser. La Figure 1-17 donne une représentation en coupe suivant l'axe de propagation du faisceau d'une onde gaussienne. La divergence θ du faisceau est définie par l'angle formé par l'axe de propagation du faisceau (z) avec les asymptotes à l'infini de l'enveloppe de l'onde.

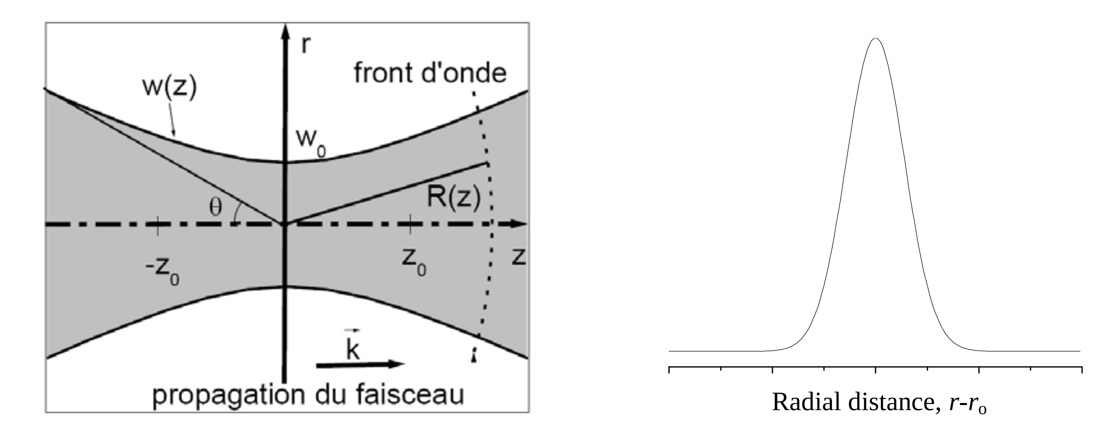


Figure 1-17: Représentation du caractère radial gaussien de l'onde laser [DAR03]

Durée d'impulsion :

De nombreuses applications des lasers, et en particulier l'étude des défaillances dues aux radiations, demandent que son intensité soit délivrée de façon finie dans le temps et selon un taux de répétition connu. S'il est possible d'utiliser des interrupteurs optiques externes à la cavité laser pour transformer un faisceau continu en succession d'impulsions pratiquement carrées, il est beaucoup plus efficace de faire en sorte que la cavité laser produise elle-même des impulsions lumineuses. C'est notamment l'unique moyen de parvenir à des durées d'impulsion inférieures à la dizaine de nanosecondes. Une large gamme de durées d'impulsion laser est ainsi disponible, des lasers femtosecondes aux lasers continus. La forme temporelle de l'impulsion laser est correctement décrite par une gaussienne.

1.4 Effets des radiations sur les composants électroniques

Les interactions des particules avec la matière constituant les composants électroniques à semi-conducteurs peuvent engendrer des effets électriques non désirables. Ces effets peuvent être générés par une unique particule ou par un phénomène cumulatif. Le premier cas correspond aux évènements singuliers et le second à des effets de dose. Ces effets interviennent à la fois dans le milieu spatial et le milieu atmosphérique. Ils sont décrits ci-dessous, sachant que seuls les évènements singuliers seront étudiés par la suite.

1.4.1 Les Evènements Singuliers (SEE)

Un évènement singulier – ou plus communément Single Event Effect (SEE) – est l’effet lié à l’interaction d’une seule particule incidente avec les matériaux semiconducteurs (le silicium dans notre cas). Cet effet peut être le résultat soit d’une ionisation directe du matériau dans le cas des ions lourds et, dans une moindre mesure, des protons, soit le résultat d’une ionisation indirecte dans le cas des neutrons et des protons. L’interaction de cette particule peut engendrer une perturbation qui peut avoir des conséquences sur les composants électroniques ou le circuit. Les évènements les plus sévères peuvent conduire à la destruction du système. Les effets sont donc classés en deux catégories : les évènements non destructifs et les évènements destructifs. Les évènements non destructifs sont liés à un phénomène transitoire (principalement un courant) dont les erreurs engendrées peuvent être corrigées. Les évènements destructifs correspondent à la dérive importante d’un paramètre d’état (courant, tension, etc.…) entraînant une perte de fonctionnalité totale et permanente.

Il existe principalement deux types d’effets parmi les évènements non destructifs et trois parmi ceux destructifs.

Principales défaillances liés aux évènements singuliers non destructifs :

● **Le SEU : Single Event Upset.** Cette défaillance intervient dans les composants logiques du traitement du signal et de l’information en technologie MOS (mémoire SRAM, SDRAM). Il s’agit du basculement d’un état logique vers l’état logique complémentaire. Cet effet est réversible dans une mémoire RAM car il suffit uniquement de réécrire le bit. Cette correction est réalisée à l’aide de circuit de rattrapage de bits. Historiquement, l’étude de ce phénomène sur les SRAM a fait l’objet de très nombreuses publications et thèses [DAR03], [CAS03], [HUB02], [ROCH99], [DETC97]. Par ailleurs, la diminution des dimensions des cellules élémentaires des circuits intégrés a entraîné l’apparition de SEU multiples provoqués par une seule particule incidente. On distingue entre autre le Multiple Bit Upset (MBU) et le Multiple Cell Upset (MCU). Il existe en outre le Single Event Functional Interrupts (SEFI) qui provient d'un SEU survenant dans la partie de configuration d'un composant complexe. Le composant est alors inutilisable jusqu'à ce que sa mémoire soit réinitialisée.

● **Le SET : Single Event Transient.** Cette défaillance correspond à la perturbation transitoire d’une cellule d’un circuit analogique. Elle est provoquée par la collection des

charges créées par le passage d'une particule ionisante dans la cellule. Le courant temporaire parasite résultant peut éventuellement entraîner des perturbations dans la réponse du composant et dans tout le système environnant.

Principales défaillances liés aux évènements singuliers destructifs:

● **Le SEL : Single Event Latch-up**. Cette défaillance est le phénomène de latchup toujours induit par une particule incidente. Elle apparaît dans les composants de technologie MOS et IGBT. Ce phénomène est la mise en conduction d'une structure thyristor parasite PNPN déclenché par un courant seuil circulant dans la base d'un des deux transistors (NPN ou PNP) qui conduit au verrouillage de la structure thyristor. La particularité de cette dernière est de présenter une résistance à l'état passant de très faible valeur entraînant des courants pouvant devenir importants s'ils ne sont pas limités par le circuit extérieur. Cette défaillance est d'autant plus marquée dans les composants de puissance de conception multicellulaire. En effet, la particule incidente peut déclencher le phénomène de latchup d'une unique cellule dans laquelle la densité de courant dépasse un seuil critique alors même que le courant total aux bornes du composant reste admissible. Ce seuil critique entraîne la fusion locale du silicium ou des pistes métalliques [SEXT03], [DRES-81], [SCHW-96].

● **Le SEB : Single Event Burnout**. Le SEB est la destruction d'un composant de puissance suite à l'emballement thermique résultant de la combinaison du déclenchement d'un transistor bipolaire parasite et du mécanisme d'avalanche ([TIT96], [JOH96], [SEXT03]). La structure bipolaire parasite NPN (pour un composant à canal N) peut être mise en conduction par un courant de trous provenant d'une trace d'ionisation laissée par une particule incidente. Lorsque le composant est à l'état bloqué, le champ électrique présent peut initier le phénomène d'ionisation par impact. Si les niveaux initiaux de courant et de champ électrique sont suffisants, le bipolaire parasite et l'avalanche s'auto alimentent en charges jusqu'à aboutir à la fusion locale du silicium de la cellule si le courant n'est pas limité par le circuit extérieur ([WASK86], [OBER87], [FIS87]).

Ce mécanisme est l'objet de notre recherche et sera étudié plus en détails dans la suite de ce mémoire.

● **Le SEGR : Single Event Gate Rupture**. Le SEGR est la destruction d'un composant à grille isolée due au claquage de l'oxyde de grille induit par le passage d'un

unique ion lourd dans le silicium. En effet, sous polarisation drain-source suffisante, les charges déposées dans le silicium peuvent s’accumuler sous l’oxyde de grille, conduisant à l’apparition d’une charge image dans l’électrode de grille. L’augmentation transitoire du champ électrique résultant aux bornes de l’oxyde peut conduire à la destruction de ce dernier et donc à la perte de fonctionnalité totale du composant [JOHN96]. Ce mécanisme est accentué par la présence d’une tension de grille. Le phénomène électrique caractéristique du SEGR est une augmentation brusque et significative du courant de fuite de grille (l’oxyde est percé). De récentes études ont mis en lumière un deuxième phénomène qui lui est cumulatif. L’effet de plusieurs particules successives peut entraîner une augmentation progressive du courant de fuite de grille [PEY08]. Le transistor reste commandable malgré la fuite importante.

1.4.2 Effets de dose

Les particules de l’environnement radiatif, en particulier les photons (γ, X), les protons et les électrons, sont susceptibles de déposer des charges dans les parties isolantes des composants électroniques. Ces charges s’accumulent dans le temps dans les oxydes contrairement aux charges générées dans les parties métalliques et semi-conductrices qui sont soumises aux lois de la conduction électronique. L’accumulation de charges est définie par la dose qui est l’énergie déposée dans un matériau donné par unité de masse. Les unités utilisées sont le rad (1 rad = 10^{-2} J/kg) ou le gray (1 Gy = 1 J/kg). Les effets provoqués par la dose sur les composants électroniques sont nombreux et prennent différents aspects. L’un des principaux problèmes rencontrés concerne la dérive des paramètres électriques comme, par exemple, la dérive de la tension de seuil des transistors MOS (Métal Oxyde Semi-conducteur). Une dérive importante de ces paramètres peut rendre un composant totalement inutilisable. [SAIG98].

1.5 Les composants MOSFET et IGBT

Les applications dans le domaine spatial travaillent aux alentours de 200V et aux alentours de 600V pour les applications aéronautiques. En respectant des normes de sécurité classiques, les tenues en tension des composants de puissance doivent donc être d’environ 500V et 1200V. Au regard de ces niveaux de tension, des structures MOS et IGBT de type planar « classique » seront respectivement utilisées.

Il est bon de rappeler que les composants de puissance fonctionnent comme des interrupteurs commutant d’un état passant à un état bloqué. Leur optimisation passe par une réduction de la résistance à l’état passant et par une augmentation de la capacité de la tenue en tension. Cette optimisation conduit au compromis bien connu des gens de l’état de l’art qui porte sur la tenue en tension et les vitesses de commutation. Les structures utilisées dans cette étude sont commandables à l’amorçage et au blocage par l’application d’une tension. Les principales caractéristiques physiques et électriques de ces structures vont être rappelées brièvement dans un premier temps. Dans un deuxième temps, les structures et fonctionnements parasites seront décrits puisque ces mécanismes sont à l’origine des phénomènes de déclenchement des SEEs.

1.5.1 Le MOSFET

1.5.1.1 Présentation générale

Dans le domaine de l’électronique de puissance, l’avènement de la technologie MOS au niveau industriel date du début des années 70 et a permis le développement de transistors MOS qui sont utilisés dans de nombreuses applications pour des gammes de tensions allant de 10 à 600 Volts pour un calibre en courant allant de quelques 100 mA à quelques ampères. Les structures MOS ont un comportement de type unipolaire et possèdent donc des temps de commutation rapides. En effet il ne présente pas de retard associé à la recombinaison de porteurs minoritaires dans la phase de blocage contrairement aux composants bipolaires. Les temps de commutation sont de l'ordre de 100 ns. La contre partie réside dans des tenues en tension moyenne en raison d’une région de drift N- non modulée en conductivité qui entraînerait, pour des tensions élevées, des chutes de tensions à l’état passant élevées.

En technologie planar classique, c’est le transistor DMOS (D pour double diffusé) qui est aujourd’hui encore le composant MOS de puissance de base. Il se décline en une configuration verticale (VDMOS) ou latérale (LDMOS). La structure VDMOS est de conception multicellulaire. La Figure 1-18-a en représente une cellule élémentaire. Le calibre en courant du composant est directement lié au nombre de cellules mises en parallèle. Cette dimension multicellulaire apparaît donc comme fondamentale dans le cadre de nos travaux de recherche puisqu'une particule ionisante incidente impactera une seule cellule élémentaire

dont la résistance à une perturbation est bien plus faible que celle de l'ensemble. Il existe différentes formes de cellules élémentaires liées à la géométrique du caisson P : hexagonale (HEXFET), carrée alignées ou non alignées, triangulaire ou à bandes parallèles. Nos études se sont principalement concentrées sur des motifs hexagonaux.

Outre ces différentes géométries du caisson P de surface, il existe de nouvelles architectures dont les MOS à superjonction et semi-superjonction – telles que le coolMOS^{TM} d'Infineon ou le MDmesh de STMicroelectronics commercialisées en 1999 et 2000 respectivement. Les technologies utilisées diffèrent de la technologie planar classique par la réalisation des caissons P+ comme l'indiquent les Figure 1-18 b et c. Ces structures permettent de dépasser « les limites du silicium » [MOR04] définie par le compromis résistance passante spécifique/tenue en tension. Il faut toutefois noter que la technologie de réalisation est plus complexe que dans le cas des structures VDMOS classiques.

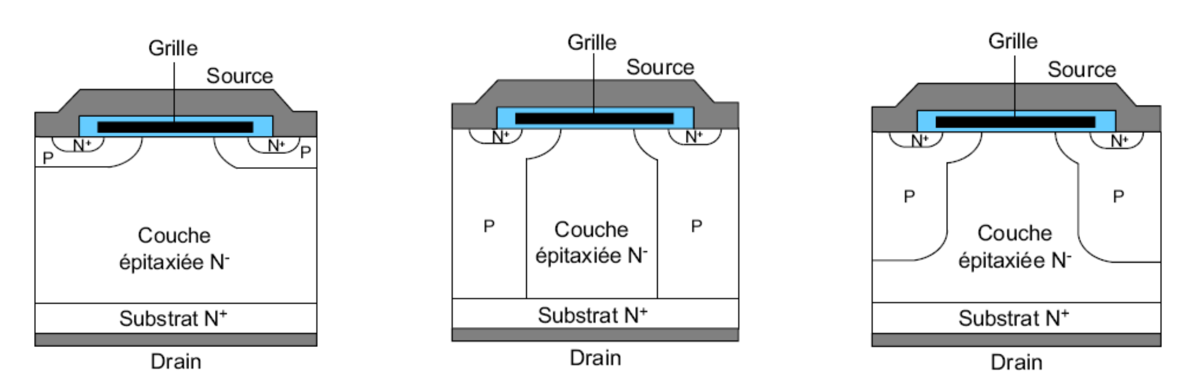


Figure 1-18: structure de cellule de type (a) VDMOS classique, (b) VDMOS à Superjonction (type coolMOS^{TM} Infineon) et (c) transistor MOS à semi-superjonction

A titre d'illustration, la Figure 1-19 montre l'évolution des technologies des MOS de puissance. La figure (a) correspond à une structure hexfet classique et la figure (b) à une semi-superjonction type stripfet. D'autre part, ces représentations 3D montrent bien l'aspect multicellulaire de la conception qui peut varier d'une technologie à une autre.

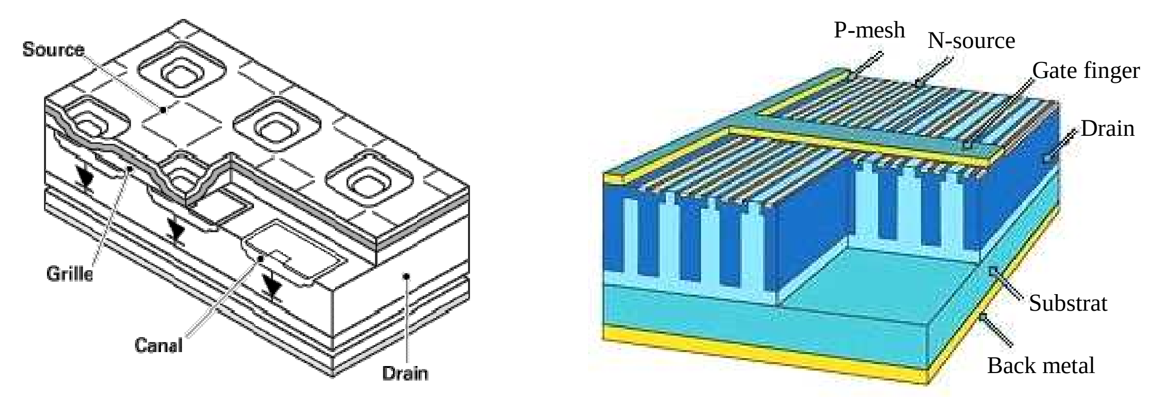


Figure 1-19: coupe schématique 3D de la structure (a) MOS classique et (b) MOS semi-superjonction

1.5.1.2 La structure et le fonctionnement parasite du MOSFET

Dans les structures de type MOSFET et en particulier le VDMOS de puissance, il existe un transistor bipolaire parasite NPN comme indiqué sur la

Figure 1-20. La source N+ constitue l’émetteur, le caisson P, la base et la couche épitaxiée N- avec le substrat N+ forment le collecteur. Ce transistor bipolaire parasite normalement inactif peut être mis en conduction lors de commutations rapides (fort [dV/dt]) ou bien par le passage de radiations ionisantes. Sa mise en conduction couplée au mécanisme d’avalanche peut alors provoquer un emballement irréversible en courant que l’on appelle le second claquage. Le principe de fonctionnement nécessite d’être en polarisation inverse avec une zone de charge d'espace suffisamment étendue permettant de générer des porteurs par avalanche. Le phénomène est initié par la captation de trous diffusant latéralement sous la source dans le caisson P jusqu’à polariser en direct la jonction émetteur-base du transistor bipolaire (cf. Figure 1-20). Une fois ce dernier actif, des électrons sont injectés de l’émetteur vers la région épitaxiée par effet bipolaire. Si la condition de champ électrique est suffisante dans la région épitaxiée, cette arrivée d’électrons a pour conséquence de précipiter le phénomène d’avalanche. En effet, les électrons traversant la zone de charge d'espace acquièrent une énergie cinétique suffisante pour arracher un électron à un atome du réseau cristallin, créant ainsi une paire électron-trou lors des collisions. Le phénomène s’auto entretient : l’avalanche fournit de plus en plus de trous au bipolaire parasite, provoquant une injection d’électrons du bipolaire de plus en plus importante qui alimente l’avalanche et ainsi de suite. Le très fort courant résultant qui passe dans une seule cellule conduit à la destruction du composant par emballement thermique. Dans le cas d’une particule incidente, les trous proviennent dans un premier temps de la trace d’ionisation créée par le passage de cette dernière. Si le courant provenant du filament d’ionisation est trop faible et/ou si le champ électrique dans la zone de charge d’espace est insuffisant, le bipolaire parasite s’éteint et le phénomène se traduit simplement par un courant transitoire suivit du retour à l’état initial bloqué. Le transistor bipolaire parasite doit donc être désensibilisé à l’aide d’un design spécifique de la structure du VDMOS. Pour cela, une zone P+ fortement dopée est implantée sous la zone de source permettant de diminuer la résistance latérale et de retarder la mise en conduction de la jonction émetteur-base du transistor bipolaire (cf. Figure 1-20).

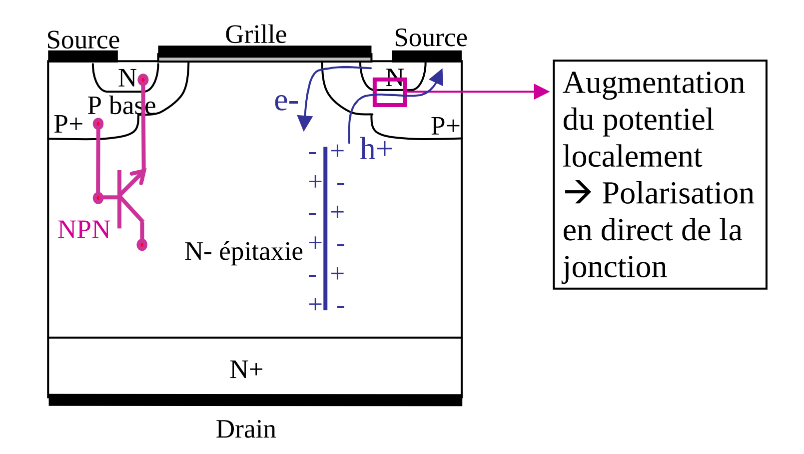


Figure 1-20: structure d'une cellule de VDMOSFET illustrant le mécanisme de mise en conduction du transistor bipolaire parasite NPN par une particule ionisante

1.5.2 L'IGBT

1.5.2.1 Présentation générales

Introduit dans les années 1980, l'IGBT (Insulated Gate Bipolar Transistor) a fait l'objet d'un développement très rapide et constitue aujourd'hui un composant standard dans la gamme des interrupteurs de moyenne puissance. Les dispositifs disponibles peuvent bloquer des tensions jusqu'à 6,5 kV et peuvent transiter des densités de courant de plus de 150 A/cm². Les transistors IGBT sont des dispositifs mixtes dont la structure dérive de celle des VDMOS de puissance par substitution d'un émetteur P à la place de la région N+ de drain (Figure 1-21). Cet émetteur a pour fonction d'injecter dans la région faiblement dopée N− des porteurs minoritaires (trous) afin d'assurer à l'état passant la modulation de conductivité qui fait défaut aux composants unipolaires de type MOS. Il est ainsi possible d'augmenter la capacité de la tenue en tension sans que la chute de tension à l'état passant ne devienne prohibitive. La contre partie est que ces composants ont des temps de commutation plus importants, de l'ordre de plusieurs centaines de nanosecondes. La technologie des IGBT reste étroitement apparentée à celle des transistors MOS de puissance, notamment dans la conception multicellulaire.

Parmi les structures les plus courantes, il existe des structures punch-through (PT-IGBT) et non punch-through (NPT-IGBT) références. Les IGBTs de type NPT sont réalisées sur des substrats massifs et l'anode P+ est diffusée sur la face arrière. Ils permettent donc de

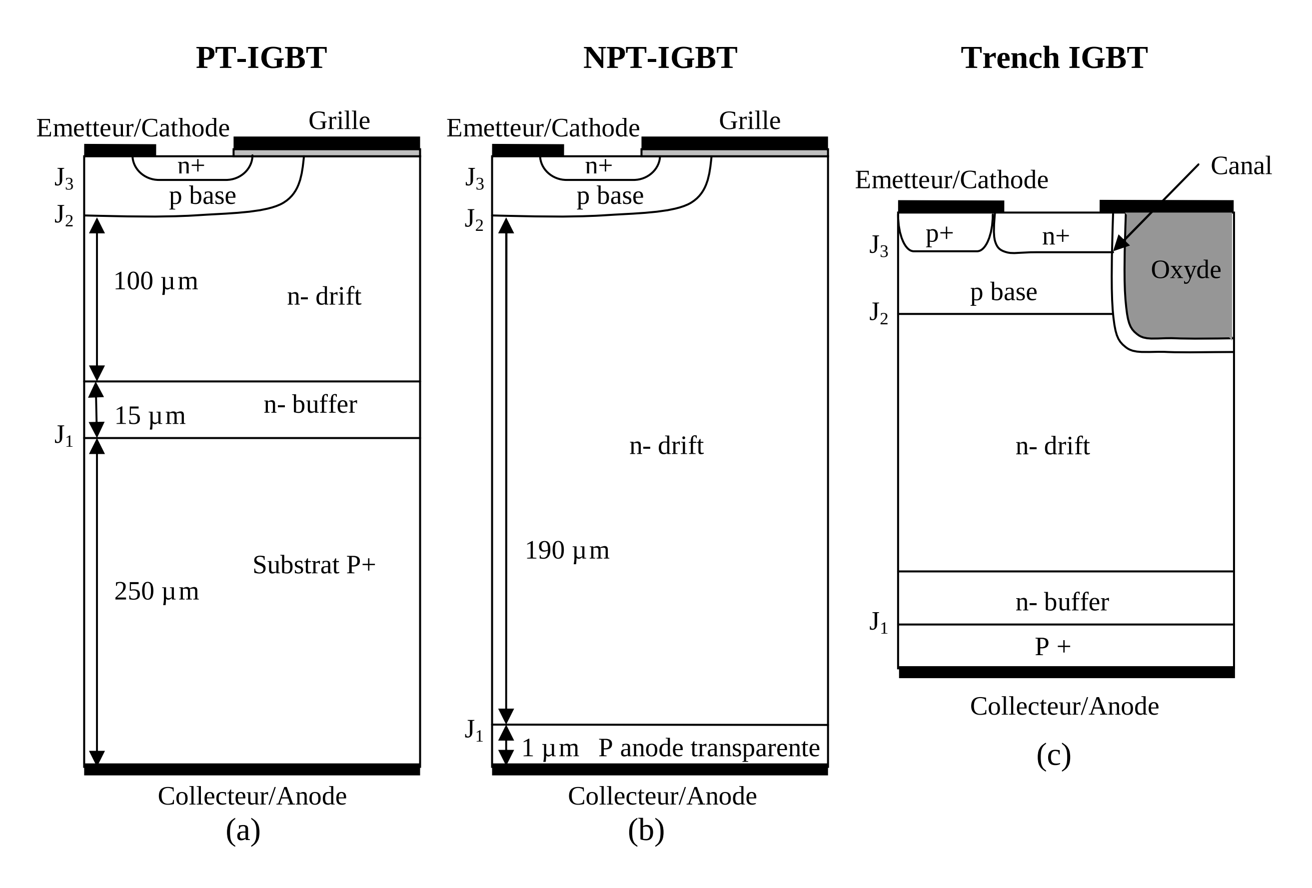


Figure 1-21: coupe de demi-cellule d'IGBT (a) PT, (b) NPT, (c) Trench, et ordre de grandeur de la taille des différentes zones pour une tension d’environ 1000V

tenir des tensions élevées mais la contrepartie est qu’ils ont une chute de tension à l’état passant importante. Les IGBTs de type PT sont réalisés par épitaxie sur un substrat dopé P+, ils ont une chute de tension à l’état passant plus faible mais peuvent tenir des tensions également plus faibles. Les derniers progrès technologiques ont fait émerger de nouvelles structures de type IGBT parmi lesquelles des IGBTs à tranchées (Trench IGBT) références et des IGBT Field stop aussi appelés Soft punch-through IGBT. La Figure 1-21 schématise des structures d’IGBT planar de type PT et NPT ainsi qu’une structure d’IGBT à tranchée permettant de montrer l’évolution technologique. La structure en tranchée a pour intérêt d'éliminer l'effet JFET parasite des cellules IGBT classiques. La chute de tension à l'état passant et la résistance de canal de l'IGBT sont également réduites. La faible largeur de la grille enterrée, non plus disposée en surface comme dans une cellule planar conventionnelle, autorise une densité de courant plus importante, tandis que les effets de latchup sont minimisés. L'inconvénient principal est l'accroissement de la capacité grille-émetteur qui modifie le comportement dynamique de l'IGBT.

Relativement peu de travaux ont été réalisés par le passé sur la sensibilité aux SEEs des IGBTs et aucune étude expérimentale laser n'existe. Aussi, notre étude s'est concentrée sur les structures les plus couramment utilisées que sont les IGBTs punch-through et non punch-through.

1.5.2.2 Les structures et fonctionnements parasites de l'IGBT

Comme dans la structure VDMOS, il existe dans l'IGBT un transistor bipolaire parasite NPN pouvant conduire au mécanisme de Burnout (c'est-à-dire le SEB quand ce mécanisme est initié par une particule ionisante). De plus, la structure interne de l'IGBT est structurée autour de deux transistors bipolaires NPN et PNP retrobouclées qui, sous certaines conditions, peuvent se déclencher en mode thyristor : c'est le phénomène de Latchup.

Il existe trois modes de déclenchement du latchup qui sont tous liés au dépassement d'un courant critique (I_{AK}). Le premier apparaît lorsque que le composant est à l'état passant (faible V_{AK}) et que le courant passant (I_{AK}) excède donc cette valeur seuil de déclenchement. L'augmentation du courant I_{AK} peut être liée, par exemple, à une augmentation de la température ou à l'apparition d'un sur-courant généré par le circuit extérieur au composant. Le second intervient durant les phases de commutations où les dV/dt peuvent être importants et générer des courants de déplacements significatifs dans la zone de charge d'espace. Le troisième mode se produit pendant la phase de blocage du composant où une particule ionisante dépose des paires électron-trou dans la zone de charge d'espace ; c'est le Single Event Latchup (SEL) défini dans le paragraphe 1.4.1.

Le déclenchement de ce thyristor parasite doit donc être désensibilisé au même titre que celui du transistor bipolaire parasite dans le MOSFET car il entraîne la perte du contrôle de l'IGBT et, bien souvent, sa destruction.

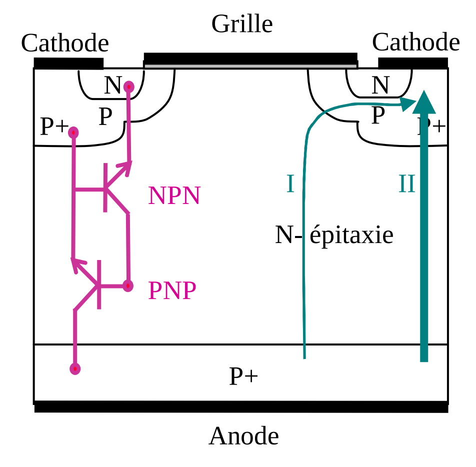


Figure 1-22: cellule d'IGBT (type NPT)

Quelque soit la cause entraînant le dépassement de la valeur critique de courant I_{AK}, le mécanisme de latchup qui en résulte est le même. Les trous se déplacent normalement de l'anode vers la métallisation de cathode suivant deux parcours (cf. Figure 1-22). Le premier (I) est direct et correspond au déplacement majoritaire des porteurs et n'a aucune incidence sur le déclenchement du Latchup. Le second correspond à l'itinéraire II de la Figure 1-22 et est emprunté par une faible partie du courant de trous. Ce courant passe donc latéralement sous la source N dans le caisson P provoquant une chute de tension qui peut dépasser la tension de mise en conduction de la jonction NP (Figure 1-22). Le transistor NPN devient alors passant et alimente la base du transistor PNP. Les deux transistors NPN et PNP sont alors conducteurs simultanément, ils s'alimentent mutuellement en boucle fermée et le thyristor associé est amorcé : c'est le latchup de l'IGBT. Une fois le latchup activé, la commande de grille n'a plus aucun contrôle sur la structure et donc sur le courant total. La seule manière de couper le courant dans l'IGBT est celle utilisée dans le cas d'un thyristor, c'est le passage par zéro du courant. Dans le cas de l'IGBT, la durée de la phase de Latchup doit être brève afin d'éviter sa destruction.

1.6 Etat de l'art sur les phénomènes du Single Event Burnout et Single Event Latchup

Comme nous venons de le voir dans le paragraphe précédent, les phénomènes de SEB et SEL peuvent entraîner la destruction des transistors de type MOSFET et IGBT. La gravité des conséquences est relative à la criticité de l'application dans laquelle se trouve le composant impacté. Afin de comprendre les mécanismes de ces défaillances et de pouvoir s'en prémunir, de nombreuses études ont été conduites. Ces phénomènes ont d'abords été observés et étudiés pour le domaine spatial où sont utilisés des MOSFETs. Les IGBTs n'étant utilisé que dans les systèmes avioniques et donc soumis uniquement à l'environnement atmosphérique, moins sévère, les études sont plus récentes et sont relativement peu nombreuses.

1.6.1 Le SEB dans les MOSFETs

Les études étant réalisées pour le domaine spatial, le phénomène a été étudié dans un premier temps avec les particules les plus ionisantes, les ions lourds. L'effet des particules

légères telles que les neutrons et les protons fut observé et démontré plus tard sur les MOSFETs. Cette chronologie sera respectée pour la présentation de l’état de l’art du SEB dans les MOSFETs.

Sans toutefois mentionner le terme de Burnout, ce mécanisme dans les MOSFETs de puissance est postulé pour la première fois par T. Wrobel et al. en 1985 [WRO85]. Celui-ci propose un modèle d’avalanche induite par un courant (CIA pour Current Induced Avalanche) pour décrire le mécanisme de destruction de MOSFETs de puissance irradiés par des radiations ionisantes. T. Wrobel explique la destruction des MOSFETs par le second claquage de la structure parasite NPN induit par une particule ionisante. Le terme de Burnout, en référence au Single-Event Burnout tel qu’il est défini aujourd’hui ainsi que les premières expérimentations sont publiés pour la première fois par A. Waskiewicz et al. en 1986 [WASK86]. A. Waskiewicz rend compte expérimentalement du phénomène de Burnout induit par des ions lourds d’une source de Californium-252 sur des MOSFETs de puissance à canal n et propose une première interprétation du phénomène basée sur le déclenchement du transistor bipolaire parasite et sur le phénomène d’avalanche dans le collecteur qui conduit à l’emballement thermique et à la fusion locale du silicium dans une cellule (Figure 1-23). De nombreuses autres études du SEB ont par la suite suivi. En 1987, D.L. Oberg et T.A. Fischer publient de façon indépendante des techniques permettant des tests non destructifs du Burnout en limitant le courant par une forte résistance en série [OBER87] [FIS87]. L’observation du Burnout se fait grâce à une capacité externe qui fournit suffisamment de courant pour voir l’initiation du phénomène mais pas assez pour détruire le composant [FIS87]. L’efficacité de cette technique repose sur le fait que l’énergie stockée en interne par le MOSFET n’est pas suffisante pour aboutir à un Burnout.

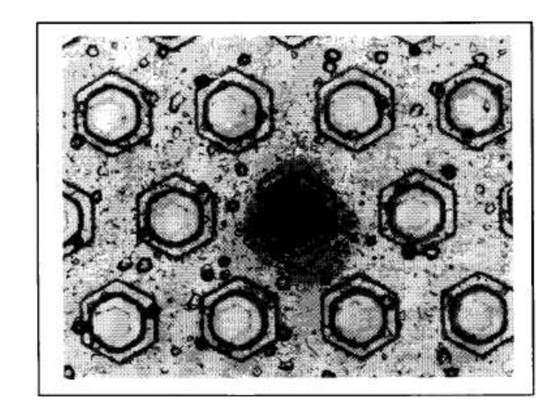


Figure 1-23: vue optique d'un Burnout à la surface d'une puce de MOSFET [STASS92]

Lors de ses tests, D.L. Oberg observe que l'énergie des ions incidents a une influence sur les valeurs de sections efficaces et que le LET n'est pas le paramètre clé. En effet, pour des ions dont les valeurs de LET sont similaires, il trouve des valeurs de surface sensible de puce (sections efficaces que nous définirons dans le chapitre II) jusqu'à 2 ordres de grandeur différents suivant l'énergie des ions. Des tests où le composant est incliné par rapport au faisceau incident révèlent de plus que la loi du cosinus (définie dans le chapitre II) pour calculer le LET effectif ne s'applique pas puisque la section efficace diminue lorsque l'angle d'incidence augmente. La même année, A.K. Richter et al. démontrent sur un IRF120 (MOSFET 100V) qu'un SEB peut être simulé avec un laser pulsé (de type Nd : Yg) de longueur d'onde 1064 nm permettant une pénétration supérieure à 700 µm dans le silicium [RIC87]. Ses tests sont réalisés par la face avant à travers une ouverture dans la métallisation de source et les résultats sont corroborés par ceux de D.L Oberg [OBER87].

Afin d'apporter une meilleure compréhension de la physique du SEB, des modélisations du phénomène sont données par différents auteurs. J.H. Hohl et K.F. Galloway ([HOHL87]) développent en 1987 un modèle analytique afin d'étudier la sensibilité au SEB en fonction des paramètres du composant. Ils déterminent que l'intensité du champ électrique dans la région faiblement dopée N-épi contribue de façon prédominante à la sensibilité. Ils montrent d'autre part que réduire le maximum du champ électrique dans la zone de déplétion et diminuer la résistance de la zone du caisson P sous la source ainsi que sa distance au contact de source permet de durcir le MOSFET au SEB. Ils notent de plus que le mécanisme régénératif de rétroaction dépend du gain du transistor bipolaire parasite NPN, de la résistance de la région de base p, et de la multiplication par avalanche dans la région du drain. En 1989 J.H. Hohl et G.H. Johnson ([HOHL89]) explorent le changement d'intensité du champ électrique lors du phénomène de SEB. Ils montrent qu'avec l'augmentation du courant, le pic de champ électrique se déplace de la jonction PN- vers la jonction homotype N+N- entre la couche épitaxiée et le substrat avec une rapide augmentation de la génération de trous à cet endroit. C'est à ce niveau que le taux de génération maximum de trous se produit par ionisation par impact. Cela est cohérent avec le modèle d'avalanche induite par un courant (CIA) proposé par T. Worbel [WRO85]. En 2006, S. Liu [LIU06] étudie l'influence d'une couche tampon (buffer N) entre la zone épitaxiée faiblement dopée N- et le substrat N+. Ses simulations montrent qu'une telle structure est moins vulnérable au SEB en comparaison d'une structure classique principalement grâce à la diminution du maximum du champ électrique dans la zone de charge d'espace. D'autre part, elle relie directement la valeur du

second claquage à la valeur de la tension seuil de déclenchement du SEB en recoupant ses simulations numériques à des tests en accélérateur (cf. Figure 1-24). Elever la valeur du second claquage revient donc à élever la tension seuil de SEB, ce qui peut être réalisé en réduisant le dopage de la région de N+ de source (diminution de l'efficacité d'injection du transistor bipolaire).

En 2000 et 2004, des travaux de simulations numériques sont réalisés sur la sensibilité au SEB des MOS à super-jonctions. S. Huang et al. ([HUA00]) analysent la distribution du champ électrique dans une structure de cette technologie. Leurs travaux montrent qu'elle est plus robuste au SEB en comparaison de la technologie classique grâce à l'augmentation du dopage dans la zone active, la diminution du maximum du champ électrique et l'existence d'une composante horizontale du champ (permettant de rabattre les trous vers les piliers P et de les évacuer directement vers le contact de source). Les travaux de N. Ikeda et al. en revanche ne montrent pas de différence de sensibilité entre les deux technologies [IKE04]. Une explication possible à cela peut être que les structures qu'utilise N. Ikeda sont en réalité des semi super-jonctions où les caissons P sont moins profonds que dans les structures classiques et où il existe une région N- de faible épaisseur épitaxiée sur le substrat N+ (cf. partie 1.5.1.1).

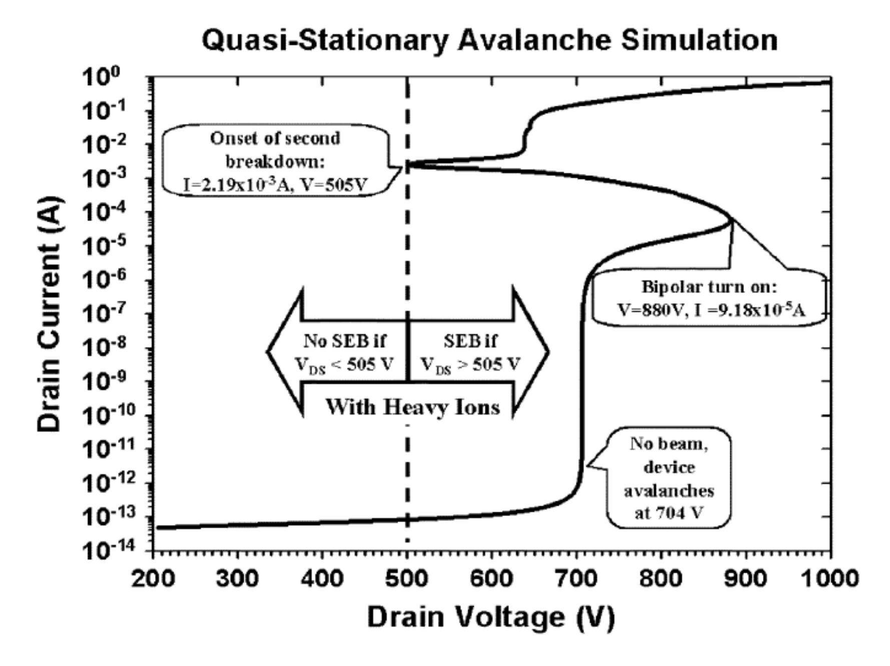


Figure 1-24: [LIU06] relation entre la tension de second claquage et la tension seuil de déclenchement du SEB sur une structure durcie d'IR

En 1991 et 1992, des tests sont réalisés afin d'évaluer la sensibilité au Burnout en fonctionnement dynamique. P. Calvel et al. ([CAL91]) observent une nette diminution de

cette dernière, de deux ordres de grandeur entre les sections efficaces à saturations statique et dynamique. Stassinopoulos et al. font les mêmes observations [STAS92]. En revanche, Tastet et al. n'observent pas de différence de sensibilité entre les deux modes de fonctionnement [TAS92]. Cela peut être expliqué par le fait que la température est stabilisée dans les expériences de Tastet alors qu'il se produit un échauffement des composants dû au fonctionnement en commutation dans les tests de P. Calvel, ce qui défavorise le déclenchement du Burnout [JOHN96] (Figure 1-25). Le Burnout se produisant pendant l'état OFF, le rapport cyclique peut d'autre part expliquer la différence de sensibilité entre le mode dynamique et le mode statique [STAS92].

Par ailleurs, la communauté scientifique a cherché à définir une norme expérimentale pour les tests en accélérateurs. En effet, P. Tastet [TAS92] observe que le LET n'est pas le paramètre le plus adéquat pour définir correctement la sensibilité d'une structure MOS au Burnout et émet l'hypothèse qu'il faut lui associer l'énergie et le parcours des particules ou tout au moins l'un des deux. T. Fischer [FIS87] arrive à la même conclusion puisqu'il observe que pour une même valeur de LET, les particules ayant les ranges les plus grands déclenchent des SEB à des polarisations plus faibles. Des tests réalisés en mode statique et pour une polarisation donnée sur des IRF150 (MOS 100V) par E. Stassinopouloss [STAS92] montrent que le volume sensible correspond à la zone épitaxiée et que la trace d'ionisation doit la traverser. En étudiant la variation du LET dans ce volume sensible, il postule que la distribution de charges le long de la trace ionisante ainsi que la quantité de charges collectée dans la région épitaxiée sont les paramètres critiques pour le déclenchement du Burnout. Pour sa part, S. Kuboyama [KUB92] définit une charge collectée critique de déclenchement d'un Burnout qu'il mesure avec un système d'analyseur de hauteur de pulses couplé avec un amplificateur sensible. Cette technique lui permet d'estimer la charge seuil de déclenchement du SEB qui se trouve être constante quelque soit la valeur du LET et quelque soit la tension de polarisation du MOSFET. Il démontre donc que cette charge critique ne dépend que de la conception du MOSFET, c'est-à-dire des paramètres physiques et géométriques.

Par ailleurs, des travaux de simulation utilisant les outils TCAD ont été menés afin de mieux comprendre les mécanismes de déclenchements du SEB dans les VDMOS. Les travaux de F. Roubaud ([ROUB93]), C. Dachs ([DACH95]) et O. Musseau ([MUSS99]) montrent que le SEB est favorisé lorsque la position d'impact de l'ion incident est localisée soit au niveau du canal, soit dans la région intercellulaire. Cette dernière se situe immédiatement sous

l'oxyde de grille entre les canaux des cellules élémentaires (région que l'on appelle de neck). F. Roubaud réalise des expérimentations avec une source de californium C-252 qui viennent appuyer cette conclusion obtenue à l'aide de simulations.

Les premières études expérimentales sur l'effet des protons et des neutrons comme source de SEB dans des MOSFETs 200 V à 500V sont publiés en 1988 par A. Wasciewicz [WAS88] et en 1996 par D.L. Oberg ([OBER96]). Toujours en 1996, Adolphsen rend compte de SEB causés par des protons dans des MOSFETs de 200V durant l'expérience CRUX (Cosmic Ray Upset Experiment) sur le satellite APEX [ADOL96]. L'orbite du satellite rencontre les protons piégés dans les ceintures de radiations et par l'anomalie de l'Atlantique Sud (SAA). Cette orbite est à éviter puisqu'elle expose les composants à des énergies supérieures à 50 MeV et des flux d'environ 10^4 particules/(cm².s).

L'effet des neutrons au niveau du sol est démontré sur des MOSFETs de 500 à 600V par C. Davidson [DAV04] en 2004. Ces tests réalisés à l'accélérateur du TRIUMF, où le spectre d'énergies des neutrons reproduit est proche de celui au niveau de la mer, montrent l'apparition de SEB dès 77% de la valeur de la tenue en tension.

Pour d'autres structures, il faut noter que le SEB induit par des neutrons est observé au niveau du sol par E. Normand et al. en 1997 ([NORM97]) dans des diodes et thyristors utilisés dans les trains. Le mécanisme d'injection de l'émetteur n'existant pas dans une diode suggère que le mécanisme de SEB est dominé par la multiplication par avalanche au niveau de la jonction épitaxie-substrat et est exacerbé dans le MOSFET de puissance par l'amplification du bipolaire.

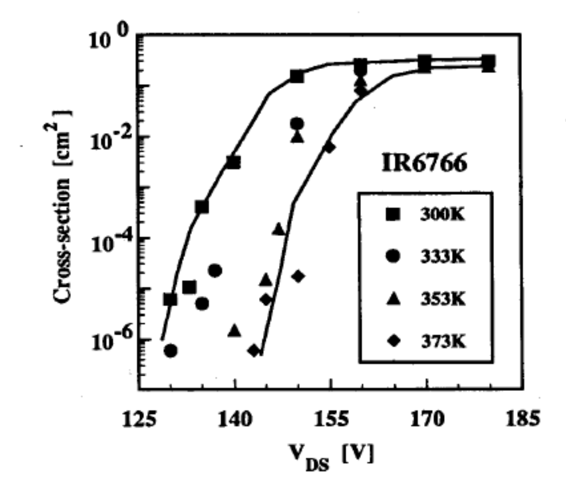


Figure 1-25: dépendance du SEB avec la température. Section efficace en fonction de V_{DS} et de la température pour le MOSFET IR6766 [JOHN92]

1.6.2 Le SEL et le SEB dans les IGBTs

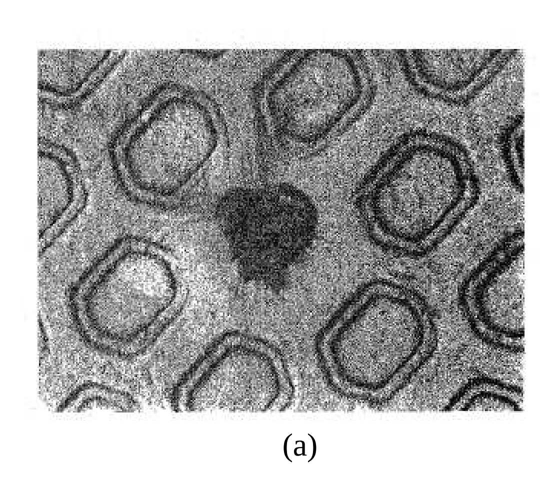
Comparativement aux MOSFETs, relativement peu de publications existent sur le phénomène de SEL dans les IGBTs. La principale raison est que ces composants ne sont pas encore utilisés dans le domaine spatial - les tensions utilisées n'allant guère au-delà de 500V pour des applications fonctionnant au maximum à 300V - mais uniquement dans les systèmes avioniques où l'environnement atmosphérique est beaucoup moins sévère (neutrons majoritairement). A défaut d'une procédure de test normée comme dans le cas des VDMOS et d'outils de prédiction d'erreurs, les constructeurs utilisent des règles de sécurité importantes (derating) pour se prémunir contre une éventuelle défaillance. D'autre part, les études concernent majoritairement l'influence des ions lourds et l'influence des particules légères n'a que très peu été abordée pour l'instant. Tout un domaine de recherche reste donc en friche…

Bien que plusieurs travaux aient montré que les phénomènes de Latchup et second claquage pouvaient être provoqués par une radiation ionisante de type flash ou ion lourd (en particulier en laboratoire [ROUB93B], [DELA95], [DACH95], [SUDR95]), relativement peu de publications existent sur le sujet de défaillances d'IGBTs de puissance provoquées par radiations en environnement réel d'utilisation. Les premières observations de destructions d'IGBTs ont été faites par Rockwell et Boeing en 1992 et 1993 et publiées en 1994 [NICH94]. Il est à noter que cette publication ne donne pas d'explications quant aux causes et mécanismes de déclenchement responsables de ces défaillances. E. Lorfèvre et al. ([LOR97]) explorent en détails pour la première fois le mécanisme de défaillance des IGBTs du aux radiations.

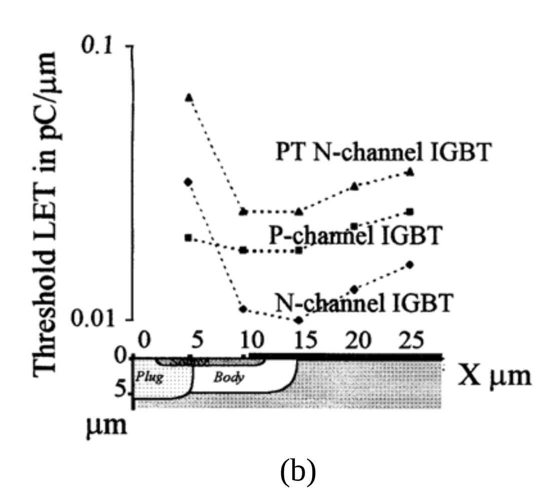
En 1997, E. Lorfèvre ([LOR97]) étudie expérimentalement le phénomène de destruction d'IGBTs 600V par irradiations au californium 252 grâce à un circuit de protection basé sur la limitation du courant par une forte résistance et une coupure de l'alimentation ajustable dans le temps. La Figure 1-26 (a) montre une cellule IGBT détruite par un ion lourd. Il étudie ainsi les formes de courants suivant la tension de polarisation. Des simulations 2D lui permettent d'observer que le mécanisme d'ionisation par impact n'est pas nécessaire au déclenchement de la défaillance dans l'IGBT, contrairement au MOSFET [LOR97], [LOR98]. Cela indique que la mise en conduction et le verrouillage du thyristor parasite NPNP suffit à détruire l'IGBT et qu'il s'agit donc d'un Single-Event Latchup. Néanmoins, il observe que l'avalanche favorise le déclenchement du Latchup (à tension V_{AK} fixée, le latchup arrive plus tôt dans le temps si le modèle d'ionisation par impact est activé). Ses

simulations lui permettent d’autre part de déterminer les zones en surface les plus sensibles au SEL pour un impact normal à la surface. Comme dans le MOSFET, le canal et la zone intercellulaire sont les régions les plus sensibles. Il compare enfin le mécanisme de défaillance par un ion lourd dans trois types d’IGBTs : deux IGBTs à canal N, punch-through et non punch-through, et un IGBT à canal P non punch-through. Il observe que le mécanisme est le même dans les trois type d’IGBTs et correspond à celui du Latchup. La structure punch-through à canal N qu’il a utilisée étant toutefois moins sensible au latchup induit par un ion lourd comme le monte la Figure 1-26 (b).

La défaillance d’IGBT causée par des particules légères est observée en 1996 et 1997 par D. Oberg [OBER96] et E. Normand [NOR97]. Leurs tests en accélérateur sur des IGBTs de 600V et 1200V montrent des défaillances induites par des protons d’énergie 150 MeV et par des neutrons dont le spectre d’énergie est similaire à celui des neutrons atmosphériques (accélérateur du Laboratoire National de Los Alamos, Weapons Neutron Research (WNR)). Ces publications font état de ces défaillances mais ne rentrent pas dans l’explication des mécanismes liés.



(a)



(b)

Figure 1-26: d’après Eric Lorfèvre [LOR98] (a) : Observations microscope d'une défaillance induite par un ion lourd dans un IGBT (x100). (b) : Simulations du LET seuil SEL en fonction de la position d'impact de l’ion en surface pour 3 technologies d’IGBT : à canal N PT et NP et à canal P NPT

1.7 Conclusion

Les environnements radiatifs naturels spatiaux et atmosphériques ont été présentés dans ce chapitre. Ces milieux naturellement radiatifs sont hostiles pour les systèmes électroniques embarqués puisqu’ils peuvent être la source de défaillances potentiellement critiques pour le système électrique impacté. Il est donc capital de connaître la sensibilité des composants électroniques dans de tels environnements. Il existe pour cela divers outils permettant de reproduire expérimentalement les défaillances liées aux radiations. Les plus utilisés sont les accélérateurs de particules et les plus récents les lasers. Face aux différences entre les mécanismes de génération des charges de ces outils et afin de comprendre l'origine des défaillances observées, nous avons explicité les mécanismes d'interactions entre les ions, les protons, les neutrons sur la matière d'une part et les photons d'un faisceau laser sur la matière d'autre part. Le laser permet de générer des paires électron-trou le long d'un parcours rectiligne comme dans le cas d'un ion, avec néanmoins une profondeur d'interaction bien supérieure aux ions disponibles en accélérateur ce qui est représente un grand avantage. Malgré la différence concernant les mécanismes d'interactions et la différence des profils de traces d'ionisations résultantes, les lasers aussi bien que les accélérateurs créent des paires électron-trou dans le volume du semiconducteur et permettent d'engendrer des défaillances dans les composants telles que celles générées par l'environnement radiatif naturel. Ces défaillances peuvent être le résultat de l'interaction d'une seule particule ou celui de particules cumulées. Ceux sont respectivement les Single-Event Effects (SEEs) et les effets de dose que nous avons présentés. Parmi ces effets, le Single-Event Burnout (SEB) et le Single-Event Latchup (SEL) nous préoccupent particulièrement puisqu'ils se produisent dans les transistors VDMOS et IGBTs étudiés dans ces travaux. De nombreux travaux ont permis d'appréhender le sujet par le biais d'expérimentations, de simulations et de modélisations. Pour autant, ces phénomènes ne sont pas encore entièrement compris et de nombreux travaux d'investigations restent à faire. Dans cette optique, le laser se pose comme un outil très utile et complémentaire à l'accélérateur de particules. Ce dernier possède en effet certaines limitations que nous détaillerons dans le chapitre 2 et qui ont conduit à l'émergence des lasers pour les tests de SEEs. La validité de cet outil a d’ores et déjà été montrée sur des composants logiques et analogiques. Nous nous attacherons dans le chapitre 2 à montrer sa pertinence sur les composants de puissance de type MOSFETs et IGBTs.

Chapitre 2 :

Développement d’une méthodologie de détermination de la sensibilité au SEB par test laser

Les composants électroniques des systèmes évoluant en milieu spatial ou atmosphérique sont soumis aux divers rayonnements naturels de ces environnements. Ainsi, afin de garantir au mieux le succès de la mission, la tenue aux radiations de ces composants doit impérativement être évaluée. Pour ce faire, l'outil expérimental classique et faisant référence est l'accélérateur de particules. Malgré l'utilité indéniable de cet outil, l'accélérateur comme n'importe quel outil présente certaines limitations qui font obstacle à l'étude de certains types de tests SEEs et à la compréhension de certains de ces mécanismes d'erreurs. Ces dernières années ont ainsi vu l'émergence des lasers pulsés comme outils complémentaires aux accélérateurs. La validité de ces derniers a d'ores et déjà été démontrée sur des composants logiques et analogiques. Peu d'études ont en revanche été effectuées sur les composants de puissance type MOSFETs et IGBTs. Ce chapitre aura donc pour objet de montrer la validité d'une méthode de test de SEB sur ces composants par laser.

Le chapitre commence donc par présenter les limitations des accélérateurs de particules pour certaines études SEEs et l'intérêt des lasers pulsés. Après une présentation de l'installation expérimentale utilisée et des composants testés, les différents résultats sont exposés et analysés. Ces résultats portent sur la détermination de cartographies laser de sensibilité, des sections efficaces définissant la sensibilité aux SEB et des aires de sécurité. Des premiers résultats sur les IGBTs seront de plus donnés.

2.1 Les limitations des accélérateurs pour les tests SEE

Les accélérateurs de particules permettent d'irradier un composant à semi-conducteur dans des conditions de manipulation relativement bien maîtrisées. En effet, les conditions de polarisation sont contrôlées. D'autre part, la nature et l'énergie de la particule incidente sont fixées et connaissant la nature du matériau, il est possible de déduire la profondeur de pénétration et le LET. En outre les flux utilisés peuvent être beaucoup plus grands que les flux naturels de l'espace ou de l'atmosphère ce qui permet d'augmenter la fréquence d'apparition d'un évènement.

Cependant, outre les problèmes que la radioprotection pose, le coût et l'accessibilité aux accélérateurs sont deux paramètres qui limitent les fréquences et les durées de campagne de test. Avec un coût moyen d'environ 500 euros/h et des réservations à effectuer plusieurs mois à l'avance, il est donc nécessaire de bien planifier ce type de manipulations.

Par ailleurs, en raison des contraintes liées aux dimensions de la chambre à vide lorsqu'il y en a une, et du fait que l'environnement du faisceau représente un danger potentiel pour l'utilisateur et peut perturber les appareils de mesure et de commande, ces derniers peuvent être éloignés de plusieurs mètres de la carte où se trouvent les composants sous test. Ainsi, la longueur de câble nécessaire peut engendrer des problèmes de bruit et d'intégrité du signal, notamment de diaphonie et de réflexion, limitant la fréquence de test au-dessous du GHz. Les conditions de test sous vide peuvent, d'autre part, être problématiques au regard de l'échauffement des composants dans des conditions de test en dynamique. Il faut alors mettre en œuvre des systèmes de refroidissement plus ou moins contraignants qui s'adaptent à la chambre sous vide et qui ne masquent pas le composant du faisceau. En d'autres termes, la souplesse d'utilisation n'est pas des plus adaptée pour des tests paramétriques couramment réalisés dans des laboratoires classiques et qui sont bien souvent nécessaires pour caractériser de manière complète un composant vis-à-vis des radiations.

Le boîtier du composant sous test représente un obstacle pour la majeure partie des ions disponibles en accélérateur. Il est donc généralement ouvert par des moyens chimiques afin de mettre la puce à jour. Cette ouverture est délicate et impose des précautions pour éviter, d'une part, d'endommager la partie semiconductrice et, d'autre part, l'oxydation des métallisations de surface lors de la conservation des composants.

Pour les composants du traitement du signal et de l'information où l'épaisseur de la zone active ne dépasse pas quelques microns par rapport à la surface, la sensibilité aux SEEs peut être définie uniquement par un LET critique. Par contre, pour déclencher des phénomènes de type SEB dans les transistors de puissance, la profondeur de pénétration des particules incidentes dans le silicium doit pouvoir atteindre plusieurs dizaines de microns puisque les structures sont verticales (cf. chapitre I partie 1.5). Dans ce cas, il est nécessaire d'avoir des profondeurs de pénétration des particules incidentes du même ordre de grandeur. Pour un même LET, il suffit d'augmenter l'énergie E de la particule pour augmenter la profondeur de pénétration comme le monte la Figure 2-1. La difficulté réside dans le fait que tous les accélérateurs ne disposent pas d'une énergie suffisante permettant d'obtenir de telles profondeurs de pénétration.

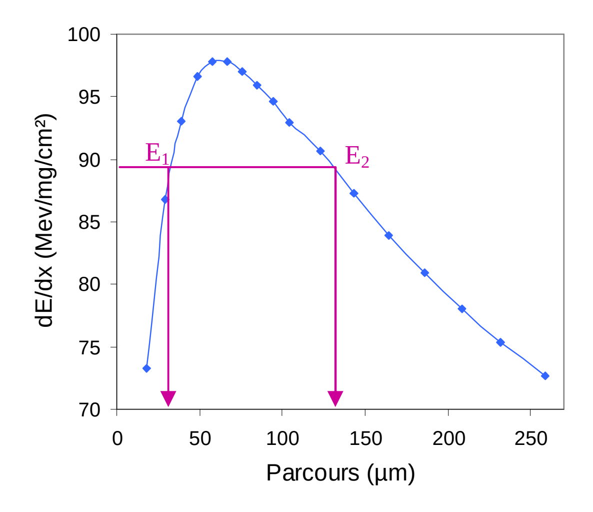


Figure 2-1: courbe de LET en fonction du parcours pour des ions plomb d'énergie initiale 29 MeV/A

Les faisceaux de particules issus des accélérateurs possèdent des diamètres de quelques centimètres. Les puces et circuits électroniques à tester sont donc irradiés de manière globale. Afin d'obtenir une irradiation sélective, il est possible de collimater le faisceau pour affiner la zone à irradier mais il n'en reste pas moins que la position d'impact des particules ne peut être définie au micromètre prés. Ce problème de résolution spatiale rend impossible la détermination fine de zones sensibles et de la cartographie associée de l'ensemble de la puce. Par exemple, l'identification des ressources les plus critiques et l'analyse de la propagation de l'erreur sont impossibles dans le cas de circuits logiques tels que par exemple les FPGA si la position d'impact de la particule correspondant à l'erreur observée n'est pas connue. En effet, il est nécessaire de localiser la ressource associée à l'erreur pour pouvoir modéliser les mécanismes physiques impliqués et concevoir des systèmes de mitigation connaissant les

ressources responsables d'erreurs critiques. Pour résoudre ce problème, une solution serait d'utiliser un microfaisceau d'ions lourds avec les contraintes inhérentes (installations rares, énergies et ranges faibles, choix des particules limité,… (cf. chapitre 1 paragraphe 1.2.3)). Dans le cas des composants de puissance, cette solution n'est donc pas adéquate.

Il existe aussi un problème de synchronisation. L'instant d'arrivée de chaque ion ne peut être contrôlé individuellement. Il est donc impossible de déterminer expérimentalement les phases critiques dans le fonctionnement dynamique d'un circuit. Il est aussi impossible de réaliser une synchronisation de mesure avec l'instant d'impact d'une particule.

2.2 Intérêt du laser pour l'étude des SEE

Comme cela a été montré dans le premier chapitre, les interactions ion-silicium et laser-silicium peuvent générer des paires électron-trou malgré des mécanismes physiques différents. Les ions incidents ionisent directement les atomes de silicium par des interactions coulombiennes tandis que les photons d'un faisceau laser interagissent avec le silicium par effet photoélectrique. Dans les deux cas une trace d'ionisation est créée localement dont la longueur, la répartition spatiale et la répartition temporelle sont comparées dans les paragraphes suivants.

La longueur du parcours d'un ion est finie puisqu'elle dépend de son énergie ; elle peut s'étendre de quelques microns à la totalité de l'épaisseur de la puce voire au delà. Malgré le caractère évanescent de l'onde, on considère que la profondeur de pénétration du faisceau laser est significative jusqu'à ce que la valeur de l'intensité du faisceau atteigne 37% de l'intensité initiale. Ce pourcentage correspond à une profondeur égale à l'inverse du coefficient d'absorption α, ce qui conduit à diviser l'intensité initiale I_0 par e (cf. équation 1.5 chapitre 1).

La profondeur de pénétration dépend donc du coefficient d'absorption α qui dépend lui-même du dopage du matériau et de la longueur d'onde du laser. La Figure 2-2 présente l'évolution du coefficient d'absorption α pour le silicium en fonction du dopage et pour une longueur d'onde du faisceau incident de 1,06 μm. Deux remarques peuvent être faites. La première est que pour des dopages inférieurs à 10^{18} cm^{-3}, la variation du coefficient α est moindre. La deuxième remarque est que la variation de ce paramètre dépend du type du dopage et qu'elle est importante pour des dopages supérieurs à 10^{18} cm^{-3}. Ces deux remarques

ont des conséquences sur l'utilisation du laser dans les structures de puissance à semi-conducteurs où il existe un empilement de couches semi-conductrices de type et de dopages différents. Comme cela a été expliqué dans le premier chapitre, les tests laser se font par la face arrière. Afin d'atteindre la région de faible dopage N- (cf. figure 1.18 chapitre 1), le faisceau laser doit franchir les couches N+ ou P+ fortement dopées. Dans le cas d'IGBT NPT, l'épaisseur de ces couches n'excède pas une dizaine de microns, et dans le cas des VDMOS et des IGBT PT, elle peut atteindre plusieurs centaines de microns. L'intensité initiale du faisceau doit donc être suffisamment importante. Dans la pratique, des mesures en transmission de l'énergie laser permettent de s'assurer que le faisceau traverse la totalité de l'épaisseur de la puce.

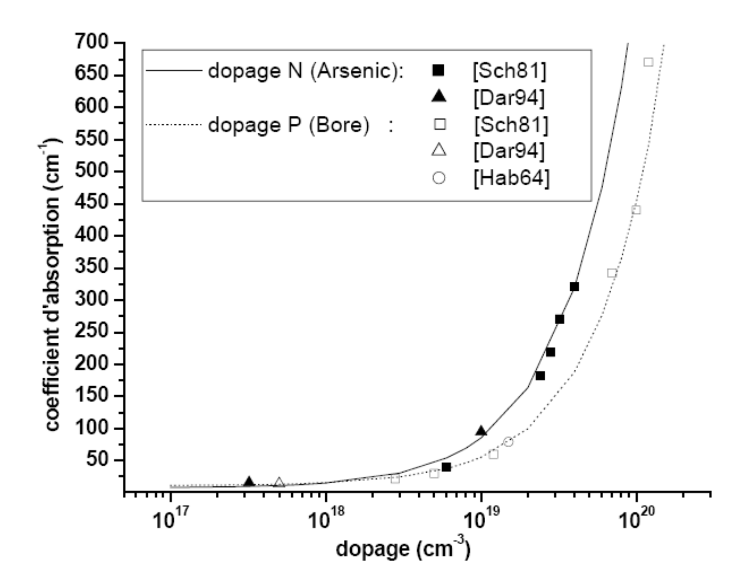


Figure 2-2: Évolution du coefficient d'absorption dans le silicium pour une longueur d'onde de 1.06µm en fonction du dopage (type P ou N)

La Figure 2-3 présente pour différents niveaux de dopage et longueurs d'onde la distance $d=1/\alpha$ sur laquelle le faisceau perd 63% de son énergie initiale I_0. L'ordre de grandeur des épaisseurs des plaquettes silicium pour les composants de puissance standards est compris entre 200 µm et 1000 µm au maximum. Il est donc nécessaire de travailler avec une longueur d'onde permettant de couvrir cette gamme d'épaisseurs. Une longueur d'onde de 1,064 µm est donc parfaitement adaptée pour réaliser des tests laser par la face arrière (cf. Figure 2-3). A ce stade, le laser a un avantage sur les accélérateurs puisque ces derniers ne permettent pas d'obtenir des profondeurs de pénétration aussi élevées et qui pourrait aboutir à sous-estimer de la sensibilité des composants testés. C'est en outre plus représentatif d'une

partie importante de la population des ions rencontrés dans l’espace qui ont des LET faibles à intermédiaires associés à des parcours forts (rayons cosmiques galactiques [BEZ05]).

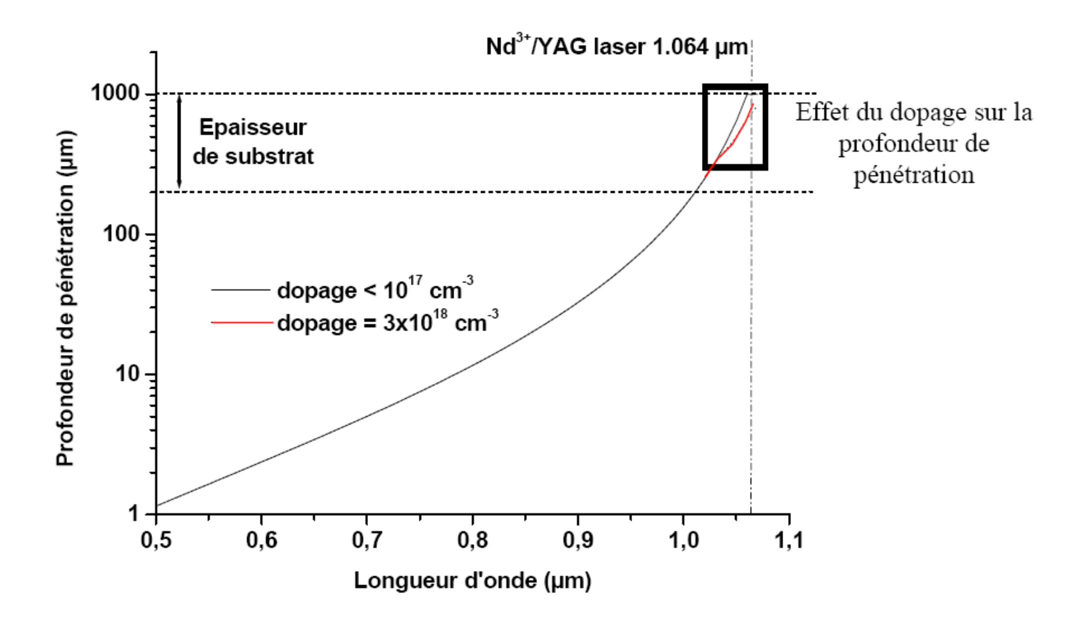


Figure 2-3: Distance sur laquelle le faisceau laser perd 63% de son énergie initiale, en fonction de sa longueur d’onde et pour différents dopages (d’après [DAR03])

Les répartitions spatiales et temporelles des dépôts de charges créés par les ions et par le laser présentent des différences mais peuvent être comparables sous certaines conditions d'énergie et de durée d'impulsion. Pour un ion, le rayon de la trace d’ionisation peut aller de 0,05 µm jusqu’à quelques micromètres suivant son énergie. Dans le cas du laser, le rayon de la trace d’ionisation est limité par les lois de la diffraction ; il peut valoir au minimum 1 µm pour un laser de longueur d’onde 1,06 µm. En termes de répartition spatiale, le laser est donc plus proche des ions très énergétiques. Malgré les différences de diamètre des traces d’ionisation qu'il peut exister, elles restent très inférieures aux dimensions des volumes sensibles des composants de puissance.

La durée d’établissement de la colonne d’ionisation est de quelques picosecondes pour un ion. Pour les lasers impulsionnels, cette durée est variable et peut aller de quelques femtosecondes à quelques centaines de picosecondes suivant les installations. Il faut noter que ces temps restent beaucoup plus courts que les temps de commutation des composants de puissance qui sont de l’ordre de la microseconde. Dans le cadre d’une étude dynamique (ce qui n’est pas le cas de nos travaux), la durée du dépôt de charge ne devrait pas poser de problème majeur.

Comme cela a déjà été dit, les paramètres utilisés pour caractériser les ions incidents et le faisceau laser sont différents. Pour rappel, l'énergie, le range et le LET définissent les caractéristiques d'un ion pénétrant dans un matériau et la longueur d'onde, l'intensité I et le diamètre définissent celles du faisceau laser. Ces différences conduisent naturellement au problème de l'équivalence énergétique ion-laser. En d'autres termes, il existe un travail à réaliser avant de pouvoir utiliser le laser pour caractériser de manière quantitative l'impact d'un ion donné. Différents auteurs se sont penchés sur ce problème complexe (notamment [POU00], [DAR03], [MIL06]). Ce problème ne sera pas le cœur de notre étude et nous proposerons simplement une démarche permettant de corréler l'énergie laser au LET des ions pour les MOSFETs de puissance testés. Peu d'études laser ayant été réalisées par le passé sur des composants de puissance, nous allons donc montrer que malgré la différence des mécanismes de générations des charges, le laser peut tout à fait simuler les effets électriques dus à l'impact d'ions lourds dans les MOSFETs de puissance. Les résultats obtenus à l'aide de ces deux moyens de tests seront comparés. Ces résultats portent sur la détermination des sections efficaces, de l'aire de sécurité et de cartographies laser de sensibilité. Les paragraphes suivant commencent donc par présenter les installations expérimentales puis définissent ces notions avant d'aborder les résultats proprement dit.

2.3 Présentation de l'installation expérimentale

Dans ce paragraphe, le banc laser utilisé, le circuit de test de SEB ainsi que les composants testés sont présentés. Le laser a été développé par EADS IW et est utilisé dans les locaux de Suresnes. Le circuit de test permet de polariser les composants de puissance et d'observer de manière non destructive le phénomène de SEB. Les composants étudiés sont des MOSFETs et des IGBTs commerciaux.

2.3.1 Le banc laser

La source laser utilisée est une source Nd:YAG pulsée émettant à une longueur d'onde de 1064 nm. L'intégralité du banc de test est fibrée afin d'en faciliter l'utilisation et d'augmenter la sécurité oculaire. L'automatisation des tests laser est rendue possible par le pilotage par ordinateur de divers éléments. Ces éléments sont :

- Une commande de l'impulsion laser, en mono-coup ou en fréquence,
- Un atténuateur variable permettant de contrôler l'énergie du faisceau,

• Des platines de déplacements en x-y,

• La carte de test du composant à caractériser (commande de la tension de polarisation par exemple).

Le chemin optique emprunté par le faisceau laser est le suivant. La source laser fibrée en sortie émet une impulsion laser suite à une commande du PC de manipulation. Le faisceau se propage dans une fibre optique jusqu’à un atténuateur variable permettant de régler l’énergie. Le faisceau atténué est conduit jusqu’à un collimateur, point d’injection du laser dans la tête du microscope. Une lame semi-réfléchissante permet de renvoyer une partie du faisceau vers une photodiode. L’autre partie arrive dans un objectif qui la focalise au niveau du composant électronique à tester. Une caméra CCD, pouvant détecter les longueurs d'onde dans le visible et l'infrarouge, permet d’observer la surface mise à nue du composant, le faisceau laser et la surface opposée du composant au travers de l’épaisseur du silicium. Des platines motorisées permettent de déplacer le composant dans le plan de sa surface (x,y). La translation de l’objectif suivant l’axe z se fait soit manuellement grâce à une molette micrométrique graduée, soit automatiquement grâce à une platine motorisée. Il est ainsi possible de mesurer l’épaisseur des puces testées. Le Tableau 2-1 récapitule les principales caractéristiques des deux bancs laser et la Figure 2-4 est une photo du banc numéro 2 où sont indiqués les divers éléments mentionnés précédemment.

Caractéristiques	**Banc laser no 1**	**Banc laser no 2**
Longueur d’onde	1064 nm	1064 nm
Durée de l’impulsion laser	Proche de 620 ps	Proche de 620 ps
Taille du spot au point de focalisation	4 µm	2 µm
Energie disponible	8 nJ	45 nJ
Résolution des pas de déplacements x-y	0,05 µm	0,05 µm

Tableau 2-1: principales caractéristiques des bancs laser d'EADS IW

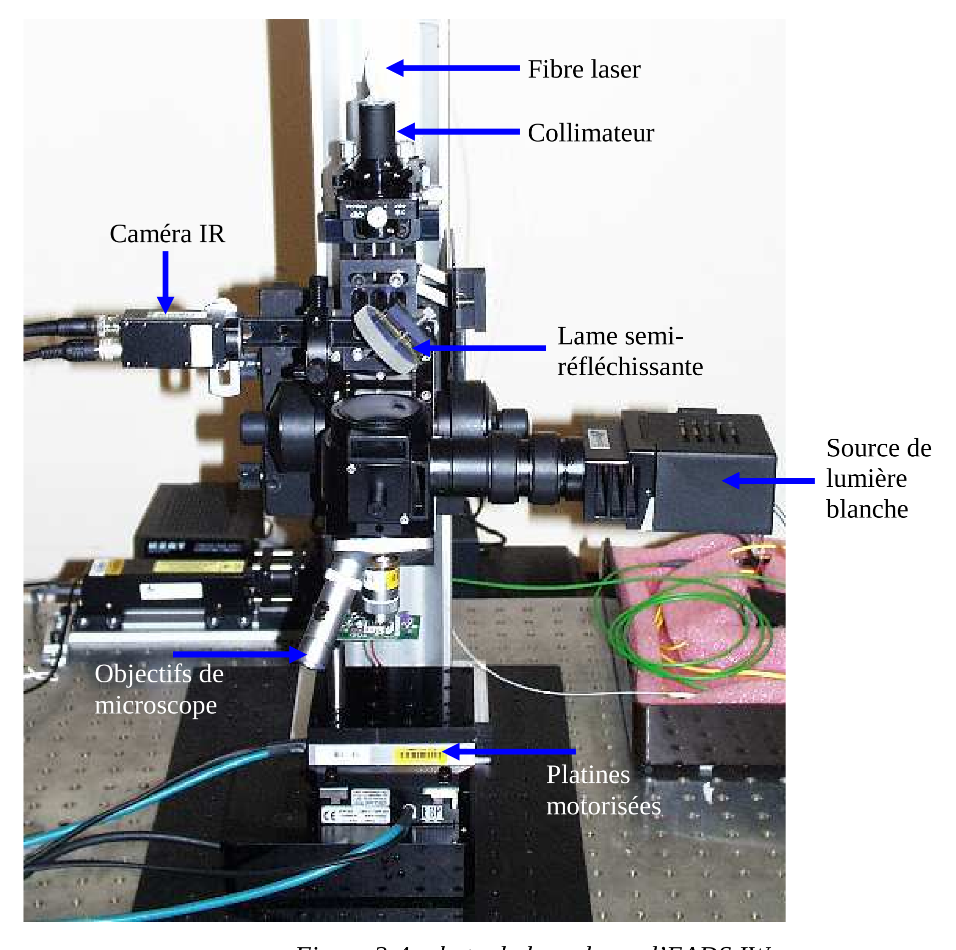


Figure 2-4: photo du banc laser d'EADS IW

2.3.2 Le circuit de test

Le circuit de test doit permettre la polarisation des structures tests et les protéger lors du déclenchement d'un évènement. Comme l'étude porte sur le déclenchement de SEB (cf. chapitre I), la polarisation se réduit uniquement à l'état bloqué. Ce circuit de protection a été initialement mis en œuvre en 1987 pour tester la sensibilité des MOSFETs au phénomène de SEB [OBER87] [FIS87]. Il a été légèrement adapté pour étudier les IGBTs. L'une de ses principale caractéristiques est la limitation en courant afin d'éviter la destruction par emballement thermique des composants testés. Le circuit est décrit dans la Figure 2-5. Il faut noter que ce circuit est aussi utilisé pour les tests sous accélérateur.

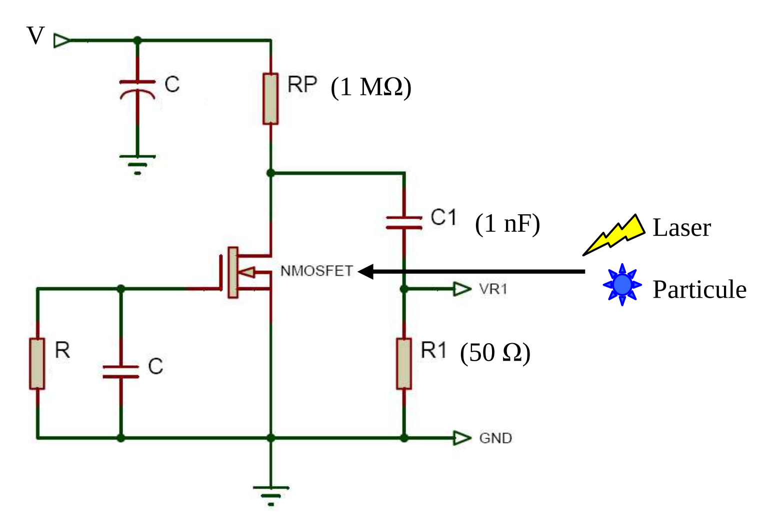


Figure 2-5: schéma électrique du circuit de test des SEB et SEL pour les MOSFETs et IGBTs

La tension d'alimentation ($V_{alimentation}$) permet d'ajuster la tension de polarisation V_{AK} (V_{DS} dans le cas des MOSFETs) à l'état bloqué. La grille est reliée à la masse au travers d'un filtre RC et non pas à une tension négative comme dans les applications standards afin d'éviter de favoriser le SEGR dans le cas de tests ions lourds. Il faut noter que dans le cas des tests laser, il n'existe pas de phénomène de dégradation de la grille et sa polarisation peut tout à fait être négative. Une résistance R_p de forte valeur (1 MΩ) est placée en série avec l'alimentation afin de limiter le courant continu fournit à l'interrupteur de puissance dans le cas d'un déclenchement d'un évènement. Ce courant permet aussi de charger la capacité C1 de valeur 1 nF. Le rôle de cette capacité est de fournir un courant transitoire permettant d'observer le déclenchement d'un SEB. Cette capacité doit être dimensionnée de façon à être suffisamment faible pour ne pas fournir le courant nécessaire à la destruction d'une cellule mais doit toutefois être suffisante pour détecter le phénomène de Burnout. Sa valeur peut donc être ajustable à chaque composant. La tension supportée par cette capacité quand elle est chargée correspond à la tension d'alimentation (V_{alim}) : la tension V_{AK} aux bornes de l'interrupteur de puissance à l'état bloqué est donc égale à la tension V_{alim}.

Si on considère le composant de puissance comme un interrupteur idéal (et donc l'ensemble des cellules élémentaires), lorsqu'un SEB est initié suite à une trace ionisante, la cellule impactée se comporte comme un court-circuit. Le circuit de la Figure 2-5 se réduit donc à la capacité C1 chargée sous V_{alim} se déchargeant dans la résistance R1 de valeur 50Ω. La valeur du courant maximum de décharge (I_{dMax}) est donc égale à V_{alim}/R1 et ce courant diminue de manière exponentielle avec une constante de temps τ_d égale à R1C1. La tension aux bornes de la capacité diminue de la même manière. La tension V_R aux bornes de la résistance R1 donne donc une image du courant I de décharge de la capacité. Cette tension

augmente avec la constante de temps τ_d de la valeur $-V_{alim}$ (c-à-d $-V_{DS}$ à l'état bloqué) à la valeur nulle. C'est l'apparition de cette tension qui montre que le transistor de puissance est devenu conducteur suite à un évènement. La tension V_{DS} passe donc de V_{alim} à 0V de manière discontinue. Si le phénomène de Burnout était permanent (MOSFET en court-circuit par exemple), la capacité C1 ne pourrait pas se recharger. En réalité, le Burnout ne peut être maintenu dans un interrupteur de puissance si le courant est inférieur à une valeur seuil I_{seuil}. Ainsi, quand le courant de décharge de la capacité C1 devient inférieur à ce courant I_{seuil} que nous allons considérer égal à zéro dans l'idéal (V_R=0V), l'interrupteur se ré-ouvre et la capacité C1 peut alors se recharger à travers la résistance R_p avec une constante de temps τ_c égale à R_pC1. Le courant maximum de charge I_{cMax} est égal à V_{alim}/R_p. Au moment de la charge, la tension V_R devient brusquement positive à la valeur très faible $R1V_{alim}/R_p$ et diminue exponentiellement jusqu'à zéro avec la constante de temps τ_c. La tension V_{DS} remonte à la tension V_{alim} avec cette même constante de temps. Cette dernière a pour valeur 1ms et τ_d a pour valeur 50ns. La Figure 2-6 représente les chronogrammes des formes d'ondes en tension et en courant pour ce cas idéal où l'interrupteur est considéré comme un court-circuit et où le courant I_{seuil} est égal à zéro. Dans ce cas idéal, la mise en conduction de l'interrupteur de puissance est instantanée et la résistance à l'état passant est nulle.

Dans le cas non idéal, il existe un temps d'établissement de la mise en conduction du composant de puissance et une résistance à l'état passant non nulle. Ces deux derniers paramètres sont très complexes à estimer mais au premier ordre, ils peuvent exprimer l'intensité du déclenchement du SEB. Le courant de décharge de la capacité C1 s'établit progressivement suivant le temps de mise en conduction du composant de puissance jusqu'à la tension V_R rejoigne sa courbe théorique. Par conséquent, le minimum atteint par la tension V_R est supérieur à $-V_{alim}$: plus le temps d'établissement du courant sera faible, plus la tension V_R sera faible. La capacité C1 se décharge donc avec une constante de temps supérieure au cas idéal et égale à $(R1+R_{MOS})C1$ où R_{MOS} correspond à la résistance à l'état passant de la cellule. La tension V_{DS} diminue jusqu'à une valeur correspondant à la chute de tension à l'état passant du transistor de puissance avant de remonter très lentement à la valeur V_{alim}. La Figure 2-7 représente les formes d'ondes associées aux différentes tensions dans ce cas non idéal.

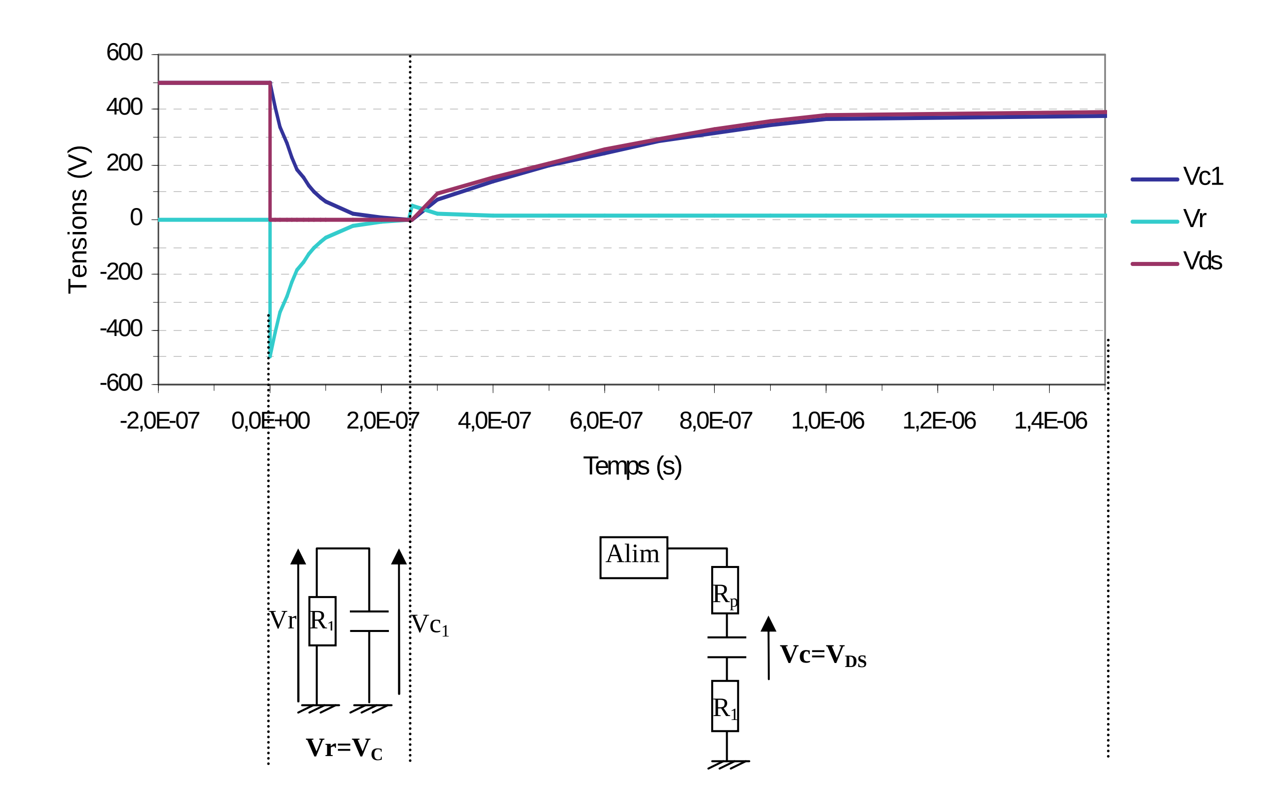


Figure 2-6 : formes d'ondes des tensions Vc, Vds et Vr dans le cas idéal

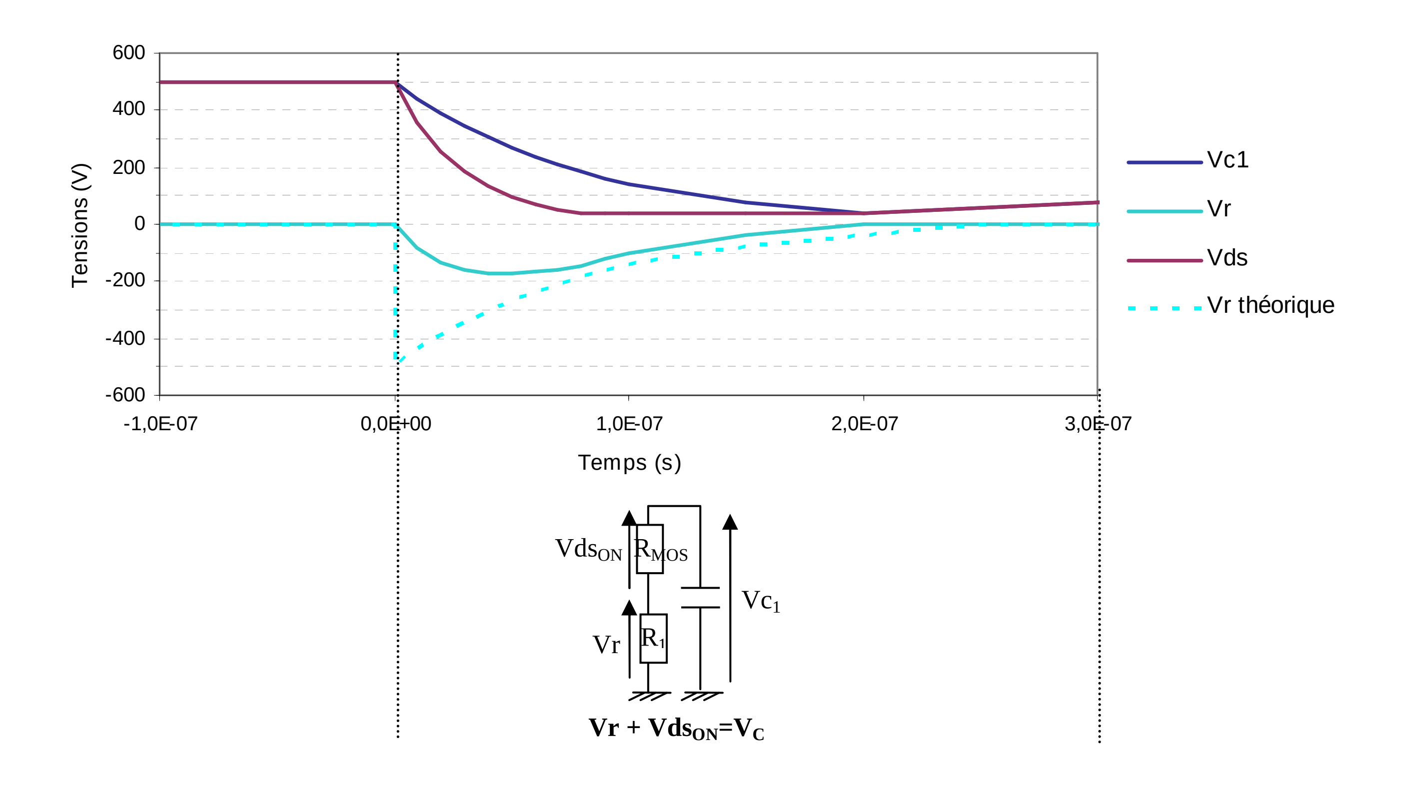


Figure 2-7 : formes d'ondes des tensions Vc, Vds et Vr dans le cas non idéal

Pour les IGBTs testés en revanche, le circuit de protection s'est avéré inefficace et les tests ont donc été destructifs que ce soit en laser ou en accélérateur. Cela peut s'expliquer par l'importance de la densité de courant qui traverse une seule cellule lors d'un évènement. Cette densité de courant est en effet très supérieure à celle circulant dans une des cellules des MOS puisque d'une part, la taille des cellules de ces IGBTs est deux fois plus petite que celles des MOS testés et que d'autre part, le mécanisme du Latchup entraine des densités de courants supérieures à celles engendrées par un Burnout (en particulier lorsque le courant est très fortement limité et que le taux d'avalanche est par conséquent relativement faible). Afin de tenter de limiter ces densités de courants, nous avons supprimé la capacité extérieure de 1 nF sur le circuit de test. Cela a permis d'observer des évènements non destructifs sur la référence d'IGBT 600V jusqu'à une polarisation d'environ 400V, les évènements étant au-delà destructifs. Les tests sont en revanche restés destructifs sur la référence d'IGBT 1200V.

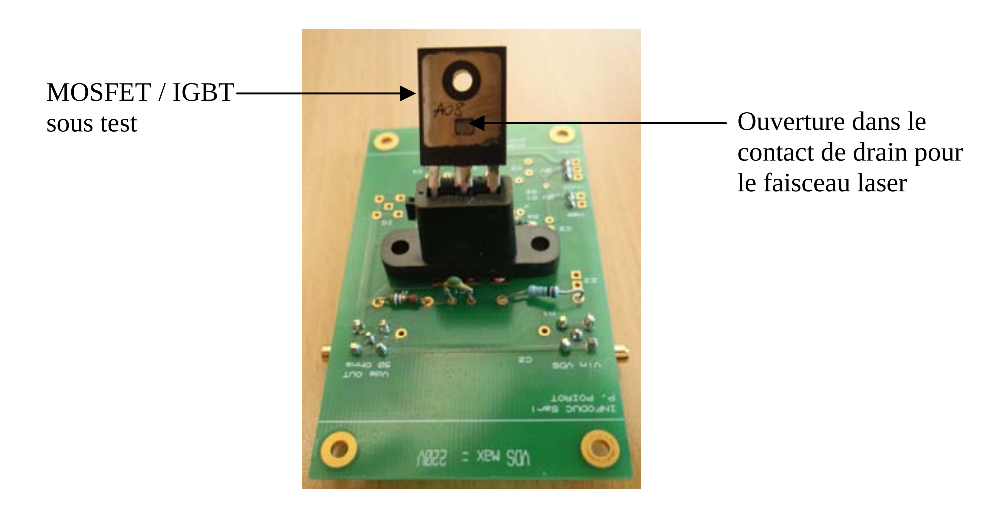


Figure 2-8 : photo de la maquette de tests de SEB utilisée pour le banc laser

La Figure 2-8 montre la maquette de test utilisée avec le banc laser présenté dans le paragraphe précédent 2.3.1. Pour les tests ions lourds en accélérateur, une autre maquette a été conçue. La Figure 2-9 est une photo de la maquette de test utilisée au GANIL et à l’UCL [BIN06]. La carte peut supporter six MOSFETs en même temps. L’avantage d’avoir plusieurs composants sur une même maquette est l’économie du temps d’accès à la salle d’irradiation pour changer le composant dans le cas du GANIL, ou du temps mis pour rompre et refaire le vide dans l’enceinte à vide dans le cas de l’UCL. Ces temps peuvent représenter une partie importante du temps de faisceau total s’il y a beaucoup de changements de composants à effectuer.

Tous les composants sont polarisés à la même tension ; si l'un ou plusieurs d'entre eux entrent en court-circuit, de façon temporaire ou définitive suite à une défaillance, le circuit est tel que la polarisation des autres MOSFETs reste constante (grâce à la forte résistance de protection). Le faisceau de l'UCL est fixe et permet d'irradier chaque composant tour à tour. Le faisceau du GANIL en revanche balaie horizontalement la carte de test. Pour cette raison, des caches en laiton motorisés ont été insérés afin de protéger ou bien exposer les composants sous test. L'ensemble est piloté à distance et il est possible de visualiser les composants via une caméra dans la salle d'irradiation ou un hublot dans l'enceinte à vide.

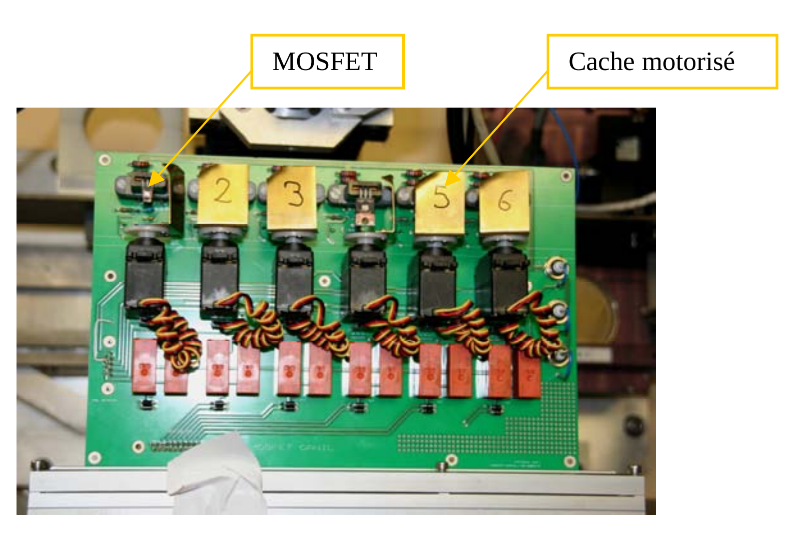


Figure 2-9: maquette pour les tests ions lourds des MOSFETs

2.3.3 Caractéristiques et préparation des composants pour les tests SEEs

L'étude a principalement été réalisée sur des MOSFETs commerciaux de 500V de conception hexfet et MDmesh (type superjonction ou semi superjonction, cf. chapitre I.4) et a été complémentée par un MOSFET de 1 kV. Deux références d'IGBTs PT ont été testées de 600V et 1200V.

Afin d'obtenir un maximum d'informations sur les caractéristiques physiques et géométriques, un "reverse engineering" a été effectué sur chacun de ces composants dans la centrale technologique du LAAS. Les boîtiers en époxy (type TO220) ont été supprimés à l'aide d'une solution de H_2SO_4 à 96% chauffée à 200°C. Le contact de cuivre face en arrière a été dissous grâce à une solution contenant du HCl, H_2O et de l'eau déminéralisée en proportions égales. Enfin, une solution de HF (40mL), $K_2Cr_2O_7$ (0,88g) et H_2O (20mL) sur les

puces clivées suivie d'un bain à ultrasons a permis de révéler les jonctions. Le Tableau 2-2 récapitule les principales données concernant les composants testés. La Figure 2-10 montre des photos prises au microscope électronique à balayage de la coupe des puces de l'IGBT 2 et du MOS 1. Les jonctions N/P+ et N-/N+ sur les figures (a) et (b) respectivement sont clairement marquées, ce qui permet de délimiter l'épaisseur des couches épitaxiées.

Nom et type	Technologie	V_{BR}	Taille $N_{épi}$ (µm)	Epaisseur de la puce (µm)	Surface active (mm²)	Nombre de cellules
MOS 1	Hexfet classique	500 V	50	430	6	3200
MOS 2	Stripfet type superjonction	500 V	50	390	8,7	-
MOS 3	Hexfet classique	500 V	45	430	9,1	9300
MOS 4	Stripfet type semi-superjonction	500 V	-	-	-	-
MOS 5	Hexfet classique	1 kV	100	475	7	4800
IGBT 1	PT	600 V	-	-	-	-
IGBT 2	PT	1200 V	140	400	-	-

Tableau 2-2 : Principales caractéristiques des composants testés

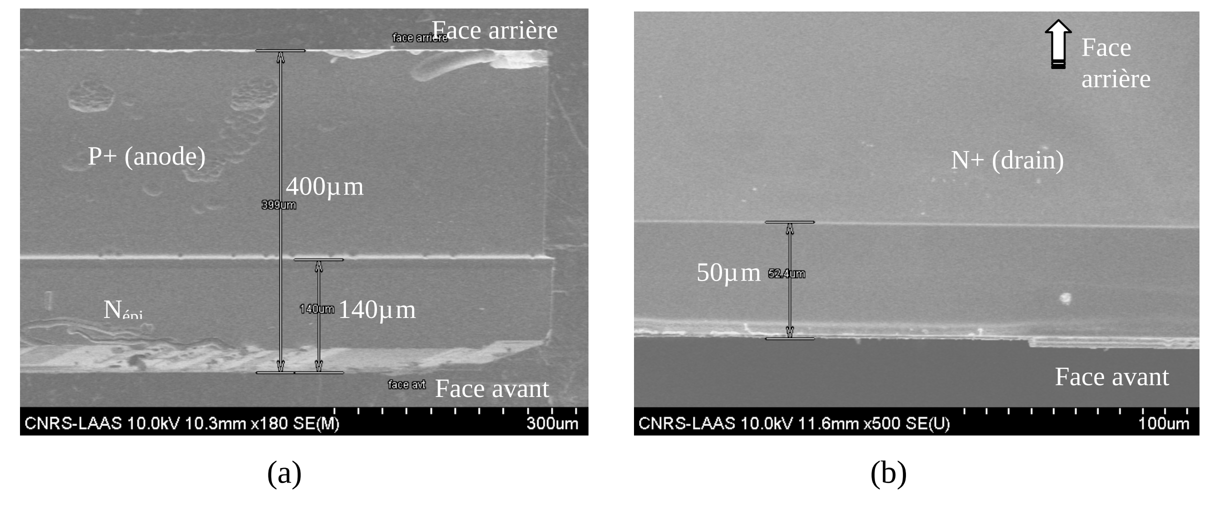


Figure 2-10 : images MEB des coupes (a) de la puce d'IGBT 2 et (b) du MOS 1 après révélations chimiques

Puisque le faisceau laser est réfléchi par les métallisations de la face avant, l'injection des charges dans la puce doit se faire au travers d'une ouverture pratiquée dans le contact de drain en face arrière comme le schématise la Figure 2-11.

Une partie du cuivre constituant le contact de drain et possédant une épaisseur d'environ 2 mm doit être supprimée mécaniquement grâce à une machine utilisant des forets millimétriques (machine ASAP). La dimension minimale de l'ouverture réalisable à l'aide de ce procédé est de 3x3 mm². C'est cette dimension que nous avons choisie. Cette technique permet d'arrêter l'usinage de manière relativement précise à l'interface cuivre-silicium (imprécision de l'ordre de la trentaine de microns). Cependant, afin d'éviter des problèmes de réflexion du faisceau laser, le silicium doit posséder une surface de faible rugosité et doit donc être poli à l'aide d'un foret adapté. Cette étape entame environ 30 µm du silicium. La profondeur totale d'usinage dans le silicium varie de manière contrôlée et peut atteindre plusieurs dizaines à quelques centaines de microns. Dans le cas de tests en accélérateur où les ranges sont limités, ce contrôle de la profondeur d'usinage permet de diminuer l'épaisseur du substrat N+ de manière à localiser le point d'impact des ions lourds. Cette opération n'altère pas la fonctionnalité électrique du composant puisque la couche N+ assure simplement la tenue mécanique de la puce de MOS. Des tests électriques sont quoiqu'il en soit systématiquement réalisés avant et après ouverture. Ce type de mesures ainsi que des simulations reportées dans [MIL06B] n'ont montré aucune différence sur les caractéristiques électriques suite à une ouverture en face arrière.

La Figure 2-12-a montre le cas d'un IGBT NPT où la difficulté de la méthode vient de la technologie du composant. En effet, comme décrit dans la partie 1.5.2 du chapitre 1, les technologies Non Punch-Through (NPT) et Soft Punch-Through (SPT ou Field Stop) présentent une couche dopée P+ en face arrière appelée anode transparente, et dont l'épaisseur est de l'ordre de quelques microns. Cette couche joue un rôle dans le fonctionnement de l'IGBT - elle assure la conduction bipolaire - elle ne peut donc être supprimée. L'ouverture des composants se faisant par micro-usinage et l'étape de polissage étant nécessaire pour les tests laser, la couche d'anode P+ a toutes les chances d'être supprimée sur les dimensions de l'ouverture pratiquée. Pour cette raison, seuls des IGBTs de type Punch-Through présentant une épaisse couche P+ coté collecteur ont été choisis pour le test laser.

Cette méthode présente l'avantage d'être relativement facile d'utilisation et donne un taux de composants défaillants assez faibles (1 pour 10, suivant l'habileté de l'opérateur). Une ouverture en face avant se fait chimiquement et est beaucoup plus fastidieuse suivant la

composition de l'époxy du packaging. Elle est d'autre part très délicate car les divers niveaux de métallisations ainsi que les bondings se trouvent en face avant.

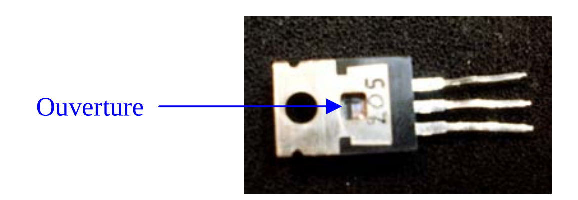


Figure 2-11: photo d'un MOSFET 500V (IRF830A) ouvert en face arrière. Les dimensions de l'ouverture sont de 3x3 mm²

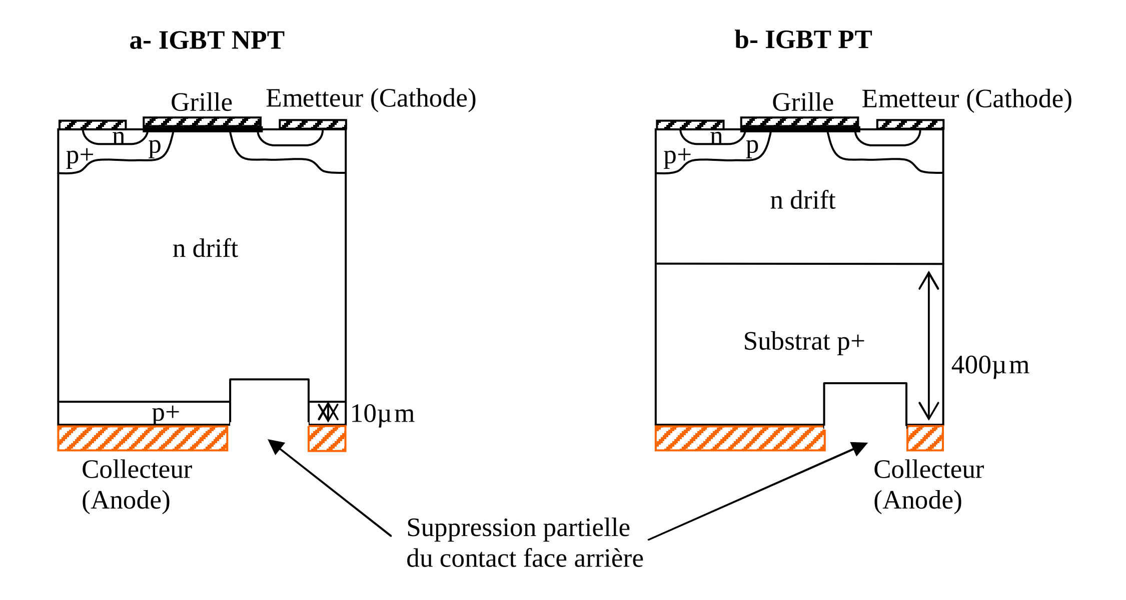


Figure 2-12: schémas des structures d'IGBT NPT et MOS vertical et de l'ouverture face arrière

2.4 Résultats expérimentaux et analyses

Ce paragraphe porte sur l'analyse des résultats expérimentaux effectués à l'aide du laser et de l'accélérateur sur les composants de puissance définis précédemment. L'analyse porte sur les cartographies de la sensibilité au SEB d'une puce de MOS, sur la détermination des sections efficaces et de l'aire de sécurité. Ces différents résultats permettent de définir la sensibilité des composants de puissance vis-à-vis des radiations. Les résultats obtenus en accélérateur seront comparés à ceux obtenus en laser afin de montrer la validité de ce dernier sur les MOSFETs de puissance. Les notions de cartographie, de section efficace et de SOA vont donc être définies dans un premier temps.

2.4.1 Définitions d'une cartographie laser, des sections efficaces et de la SOA

2.4.1.1 Cartographies laser

L'un des avantages du laser est la maîtrise du point d'impact du faisceau dans le temps et dans l'espace. En contrôlant la position du faisceau laser par rapport au composant, il est possible de déterminer quelles sont les zones sensibles aux SEEs d'un composant. Une cartographie de ces zones sensibles peut alors être établie en fonction de l'énergie du faisceau incident ou de la tension de polarisation.

Le laser balaie la surface du composant avec un pas d'incrémentation ΔX et ΔY. Une impulsion laser est envoyée pour chaque position et la réponse électrique du composant est observée sur un oscilloscope. Le système est automatisé et les données peuvent être analysées à l'aide d'un PC. Pour une position donnée, l'énergie du laser ou bien la tension de polarisation peuvent être ajustées jusqu'à obtenir le déclenchement d'un évènement à partir d'une impulsion. Cette méthode permet de réaliser une cartographie de type « seuil » en énergie laser ou en Vds. Il est à noter que la précision de la cartographie dépend du pas de déplacement ainsi que de la taille du spot laser.

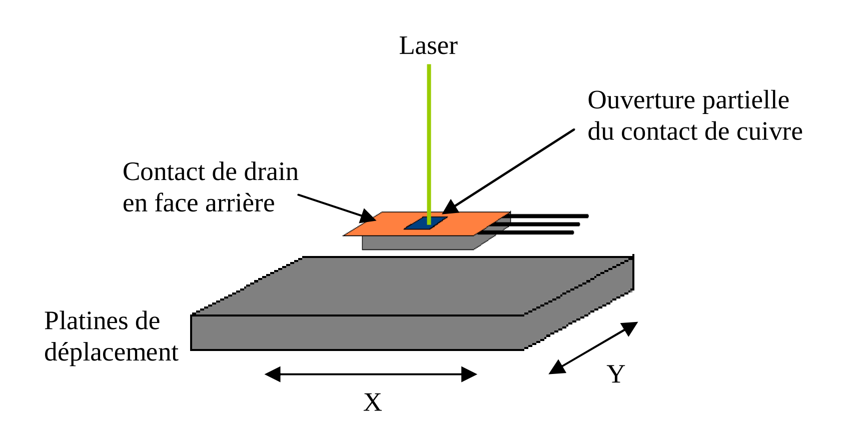


Figure 2-13: principe du test laser par face arrière

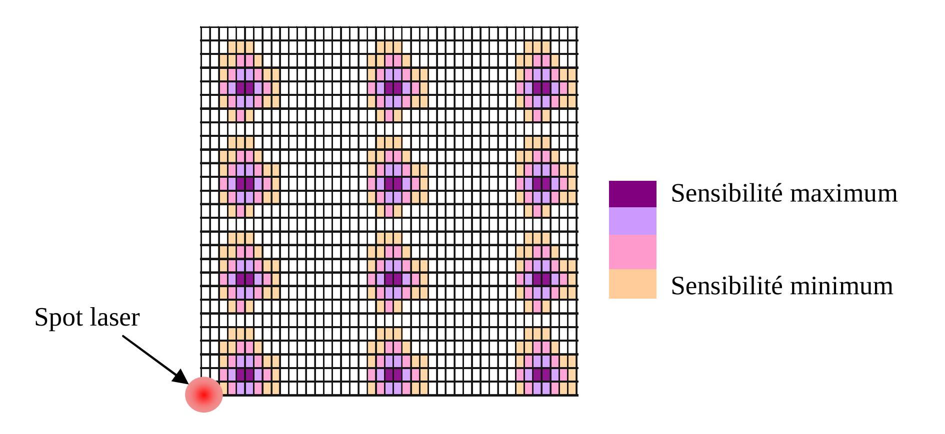


Figure 2-14: schématisation du principe d'une cartographie laser

2.4.1.2 Section efficace

La sensibilité d'un composant aux SEEs est décrite par une courbe appelée courbe de section efficace représentée Figure 2-15. Cette courbe représente la surface sensible du composant (en cm²) en fonction d'un des paramètres des conditions expérimentales, les autres étant constants. Classiquement, pour des tests ions lourds, la sensibilité est mesurée en fonction du LET des ions incidents pour une tension de polarisation donnée. Pour les composants de puissance qui supportent une large plage de tensions (de la centaine de volts à quelques kV), il est intéressant de définir la sensibilité du composant en fonction de la tension de polarisation V_{DS} pour un LET donné. Dans le cas de tests protons ou neutrons, le LET des ions de recul (cf. chapitre 1) n'est pas accessible et la section efficace se définie avec l'énergie des protons ou neutrons incidents. Quant aux tests laser, ils permettent de tracer deux types de sections efficaces qui sont soit fonction de la tension V_{DS}, soit de l'énergie laser incidente.

Pour des tests sous accélérateur, la section efficace, notée σ, est définie par la relation suivante où la fluence est le nombre de particules reçues par cm² pour la durée d'irradiation :

$$\sigma\left[cm^2\right]=\frac{nombre\ d'év\grave{e}nements\ SEEs}{fluence\left[particules/cm^2\right]} \qquad \text{Eq. 2-1}$$

Pour des tests laser, la section efficace d'un composant peut être extraite des cartographies de sensibilité en seuil. En effet, la définition de la section efficace renvoie à la notion de surface sensible du composant. Il est donc possible de tracer la courbe de section

efficace en fonction de la tension de polarisation ou en fonction de l'énergie laser (en réalisant alors des cartographies à plusieurs énergies laser).

Afin de pouvoir comparer la sensibilité de différentes technologies, il est pratique de donner des valeurs de section efficace normalisées par rapport à la surface active des puces dans le cas de MOSFETs.

La Figure 2-15 montre un exemple de l'évolution de la section efficace en fonction du LET ou d'une tension de polarisation. Deux valeurs peuvent être définies :

- la section efficace à saturation (σ_{sat}) qui correspond à la valeur asymptotique atteinte pour de forts LETs ou de fortes tensions de polarisation. Cette valeur représente la surface sensible maximale du composant. Elle peut être égale à la surface totale de la puce ou même être supérieure dans le cas d'évènements multiples (MBU, MCU etc. cf. chapitre 1 paragraphe 1.4.1).
- le LET seuil (ou la tension V_{DS} seuil) de déclenchement d'un SEE. Cette valeur correspond à la valeur minimale du déclenchement d'un évènement.

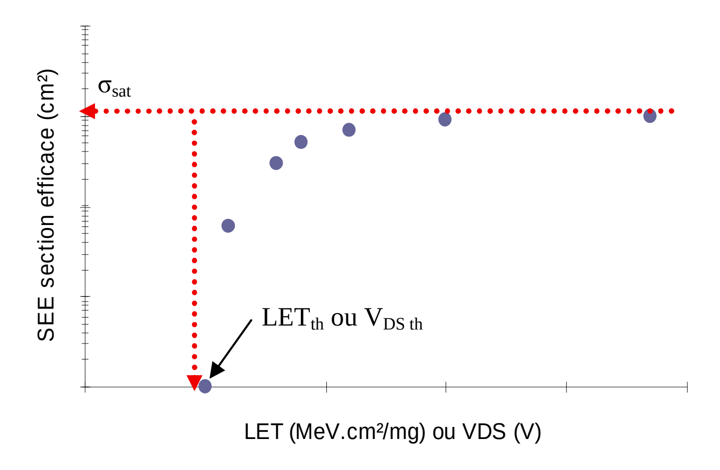
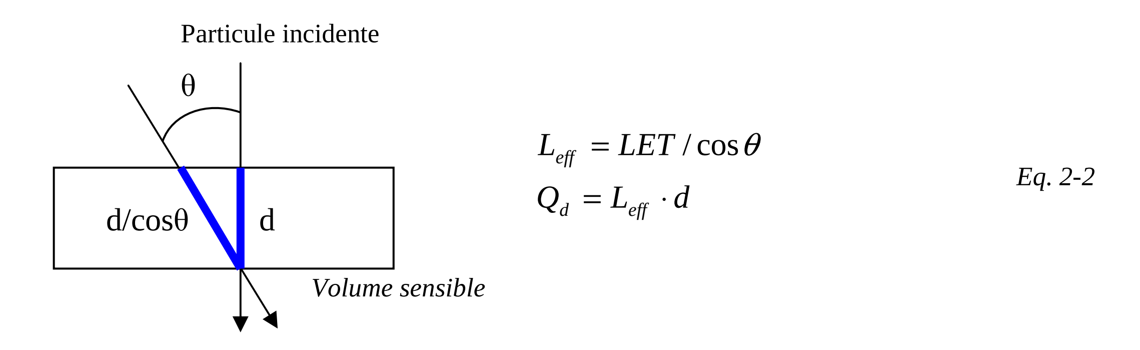


Figure 2-15: courbe de section efficace typique en fonction du LET ou de V_{DS}

Dans le cas des composants du traitement du signal et de l'information où les profondeurs des zones actives sont faibles, il est pratique de définir le LET effectif (Eq. 2-2). En effet, comme le schématise la Figure 2-16, la création d'un angle θ entre le composant sous test et le faisceau incident augmente le parcours de la particule dans le volume sensible dans le cas où ce dernier est plus large que profond. Le LET effectif correspond à une augmentation fictive du LET de l'ion incident et permet d'accroître la quantité de charges

déposées sans changer l'énergie de l'ion utilisé. Cette "astuce" n'est toutefois plus valable dans le cas de transistors de puissance puisqu'ils ont des volumes sensibles plus profonds que larges. Différents tests sous accélérateurs ont par ailleurs confirmé ce résultat (cf. chapitre I partie VI.1).



$$L_{eff} = LET / \cos\theta$$
$$Q_d = L_{eff} \cdot d$$
Eq. 2-2

Figure 2-16: effet de l'inclinaison sur la charge déposée et le LET : le LET effectif

2.4.1.3 Aire de sécurité (SOA)

L'aire de sécurité ou SOA (pour Safe Operating Area) désigne la zone de fonctionnement électrique autorisé dans le plan courant-tension de sortie d'un composant semiconducteur. Elle est définie à partir de la puissance maximale que peut supporter la structure.

Pour le domaine des radiations, la notion de SOA inclue d'autres paramètres. Pour les composants de puissance type MOSFET et IGBT, elle est définie uniquement à l'état bloqué et pour des tensions où aucun évènement destructif de type SEB ou SEL ne peut être déclenché. Par exemple, sur la courbe de section efficace Figure 2-15, la SOA correspond à la plage de tensions comprises entre 0V et V_{DS} seuil.

Pour nos travaux, nous avons défini la SOA pour une tension de grille de 0V. Une polarisation négative de la grille ne changerait pas la valeur de la SOA relative au SEB, cependant le phénomène de SEGR serait favorisé, en particulier lors de tests en accélérateurs.

2.4.2 Résultats des cartographies laser

Grâce à la maîtrise de la position d'impact de l'impulsion laser et à l'automatisation du banc, il est possible de sonder la sensibilité d'une puce sur une surface définie et de réaliser des cartographies de sensibilité en seuil. Le principe a été présenté dans le paragraphe 2.4.1.1. Les composants cartographiés sont le MOS 1 et le MOS 2 dont les caractéristiques principales

sont dans le Tableau 2-2. Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus sur des MOSFETs de 500 V et 1 kV.

La taille du faisceau laser au point de focalisation est de 4 µm et le pas de balayage de 2 µm. La zone cartographiée a une dimension de 100x100 µm² et est située approximativement au centre de la puce. Ces cartographies sont réalisées en énergie laser seuil pour des polarisations en inverse de 480V pour le MOS 1 et le MOS 2. La Figure 2-17 montre les cartographies ainsi réalisées pour les deux types de technologies. Sur ces cartographies ont été superposées une photo de la topologie de la face avant des composants correspondants afin de relier la sensibilité des différentes zones à l'architecture des puces. Dans les deux cas, le design des composants est retrouvé grâce à la cartographie laser et les zones les plus sensibles aux SEB correspondent au canal et à la zone n épitaxiée sous la grille (les zones roses et rouges sur la Figure 2-17-a et bleu clair à blanc sur la Figure 2-17-b). La zone la moins sensible correspond à la prise p+ se trouvant sous le contact de source (zones bleues et vertes sur la Figure 2-17-a et bleu foncé à noir sur la Figure 2-17-b) puisqu'elle demande une impulsion laser d'énergie plus importante pour provoquer un SEB. Ces résultats sont tout à fait en accord avec les résultats des simulations numériques de la littérature (cf. chapitre I partie VI.1).

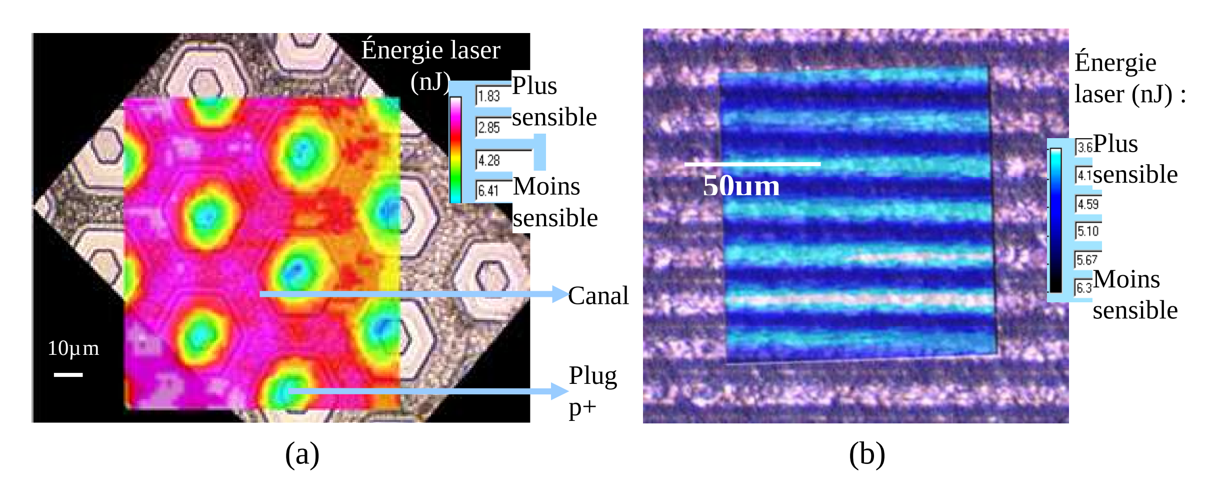


Figure 2-17: superposition de la cartographie laser face arrière et de la photo de sa face avant correspondante pour (a) le MOS 1 (b) le MOS 2

La Figure 2-18 montre la cartographie en tension seuil du MOS 5 (1kV). L'énergie laser est fixée à une valeur de 3,4nJ. La cartographie de sensibilité obtenue est cohérente avec les résultats précédemment observés sur des MOS de structure hexfet où on retrouve la topologie du design et la zone intercellulaire comme la plus sensible. Cependant pour ce dernier point, la cartographie est plus précise puisqu'elle permet d'observer la diminution de la

sensibilité au SEB au centre de la région intercellulaire (zones bleues au sein des zones noires sur la figure). Cette précision accrue est due au fait que le diamètre du faisceau au point de focalisation ainsi que le pas de balayage sont plus fins (2 µm et 0,5 µm respectivement). La diminution de la sensibilité peut s'expliquer par une baisse de l'efficacité de la collection des porteurs par une cellule puisque les charges générées se répartissent de manière quasiment équitable entre les cellules adjacentes. Ce qui a pour conséquence d'élever les seuils de déclenchement d'une cellule. A. Haran a également observé ce phénomène avec un microfaisceau d'ion argon sur un MOSFET de 400V [HAR07].

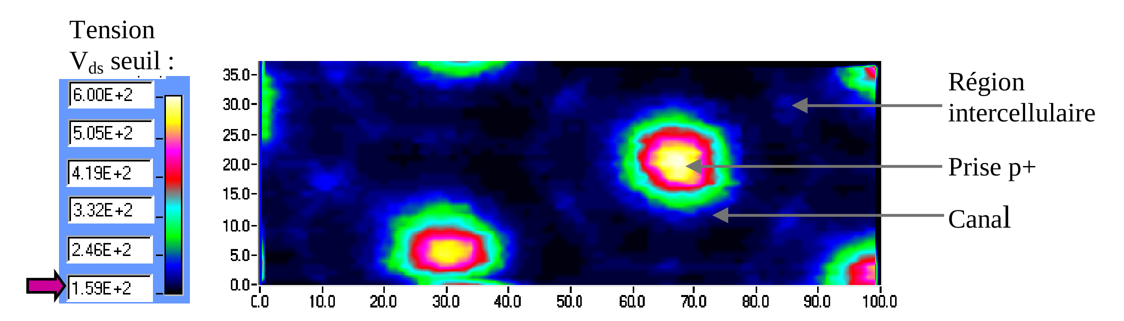


Figure 2-18: MOSFET 1 kV : cartographie laser en tension Vds seuil pour une énergie laser fixe de 3.4nJ

2.4.3 Comparaison des sections efficaces obtenues par laser et accélérateur

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.4.1.2, la section efficace d'un composant peut être extraite des cartographies laser en seuil et des tests en accélérateur. Afin de pouvoir comparer les résultats obtenus, les sections efficaces ont été déterminées en fonction de la tension de polarisation. Dans les composants de puissance verticaux à l'état bloqué, les zones sensibles se trouvent principalement dans le volume du semiconducteur. Il est donc nécessaire que les traces d'ionisation traversent toute la région épitaxiée. Si le laser ne pose pas de problème pour y accéder, il est nécessaire de choisir des ranges élevés pour les tests sous accélérateur. Puisque nous voulons tracer les sections efficaces en fonction de la tension de polarisation, il faut être sûr que les autres paramètres n'ont pas d'influence sur le déclenchement. C'est la raison pour laquelle l'énergie laser choisie est élevée et les LETs des ions importants. Ainsi, le laser a une profondeur de pénétration supérieure à 400µm et une énergie de 6nJ et l'ion lourd utilisé est le plomb qui possède un LET de 72 MeV.cm²/mg, un

range de 258 µm et une énergie de 5 GeV (tests réalisés au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds à Caen).

Comme nous l'avons précisé précédemment, le faisceau laser pénètre par la face arrière des composants. Par contre, les ions lourds peuvent, en fonction du choix des conditions de manipulation, pénétrer dans le cristal par la face avant ou par la face arrière. Il est donc nécessaire de montrer que cette dernière condition n'a pas d'influence sur les sections efficaces puisque le principal étant que les traces ionisantes traversent la région épitaxiée. Pour ce faire, nous avons donc comparé des résultats de tests ions lourds face avant avec des résultats face arrière. Pour cette dernière configuration, afin d'être sûr de traverser la zone épitaxiée, les puces ont été amincies de 200 µm et 300 µm en supprimant une partie du substrat (hors épitaxie). La Figure 2-19 montre les valeurs de sections efficaces obtenues pour les tests face avant et face arrière amincie pour le MOS 3. L'allure générale des variations de la section efficace est identique pour les trois configurations de tests et les valeurs de la section à saturation et de la tension de seuil de déclenchement de SEB sont les mêmes. Il faut noter que pour ces dernières tensions qui sont symbolisées par des points et une flèche vers le bas, aucun évènement n'a été observé pendant la durée de l'irradiation. Cependant, afin de pouvoir représenter ces sections efficaces de valeur nulle sur une échelle log, on considère qu'au maximum un évènement a eu lieu pour la fluence reçue par le composant.

La conclusion de ces résultats est que le sens de pénétration des ions par la face avant ou par la face arrière du MOS n'a pas d'influence et il est donc possible de comparer simplement des irradiations laser et ions lourds dans ce cas d'étude.

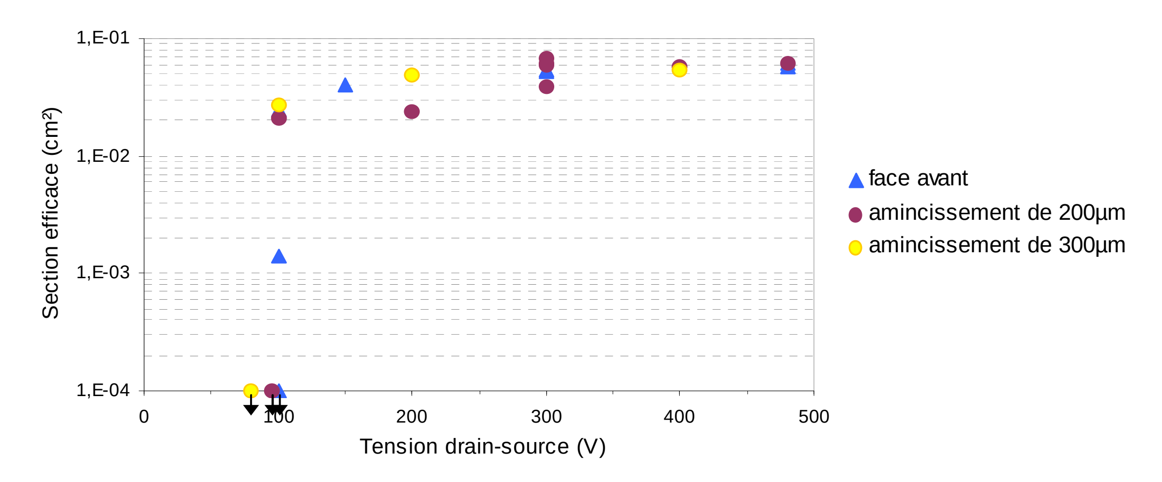


Figure 2-19 : section efficace du MOS 3 obtenue avec des ions lourds pénétrant par la face avant et la face arrière

Des tests ions lourds et laser ont donc été effectués sur 3 MOS 500V (MOS1, 2 et 3) et les résultats sont donnés sur les Figure 2-20, Figure 2-21 et Figure 2-22. Les tensions seuil de déclenchement obtenues par les deux moyens de test sont identiques pour chaque composant. Les valeurs des sections efficaces à saturation pour le MOS 3 sont très proches dans les deux cas. Pour des tensions plus faibles, l'écart observé peut provenir de l'extrapolation de la cartographie laser réalisée sur une dimension de 100x100 µm² à l'ensemble de la puce. D'autre part, une partie de cet écart de mesure peut provenir de l'évaluation de la surface ouverte dans le cas d'une ouverture chimique en face avant pour les tests ions lourds. Sur les MOS 1 et 2, les mesures ions lourds se limitent à des tensions de polarisation faibles car ces composants se sont montrés très sensibles au phénomène de SEGR (cf. paragraphe 2.4.6). La conclusion de cette étude est que les tests laser forte énergie permettent d'obtenir des sections efficaces semblables à celles obtenues aux tests en accélérateur avec des ions de forts LET et forte pénétration. Cette conclusion conforte l'intérêt de l'utilisation du test laser.

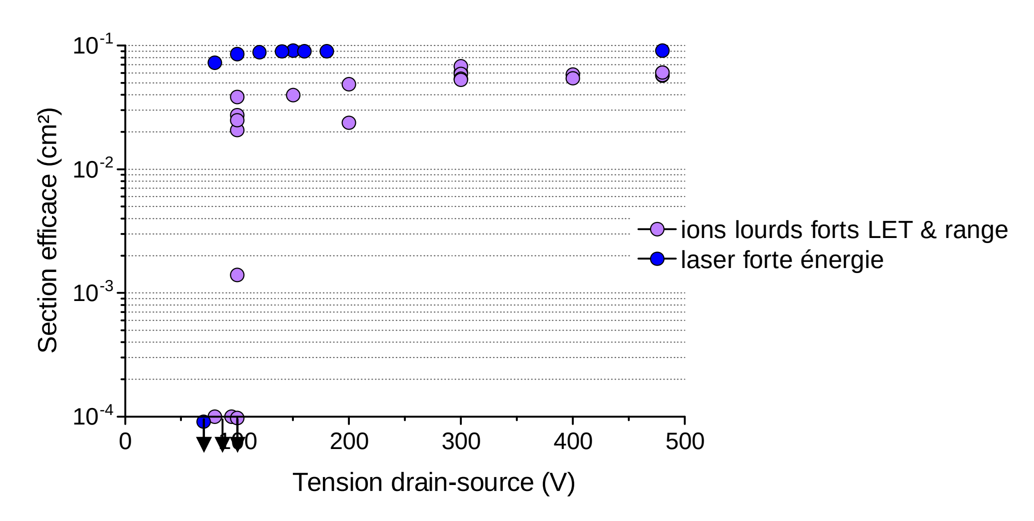


Figure 2-20: section efficace en fonction de Vds pour le MOS 3 (500V). Superposition des mesures expérimentales laser et ions lourds

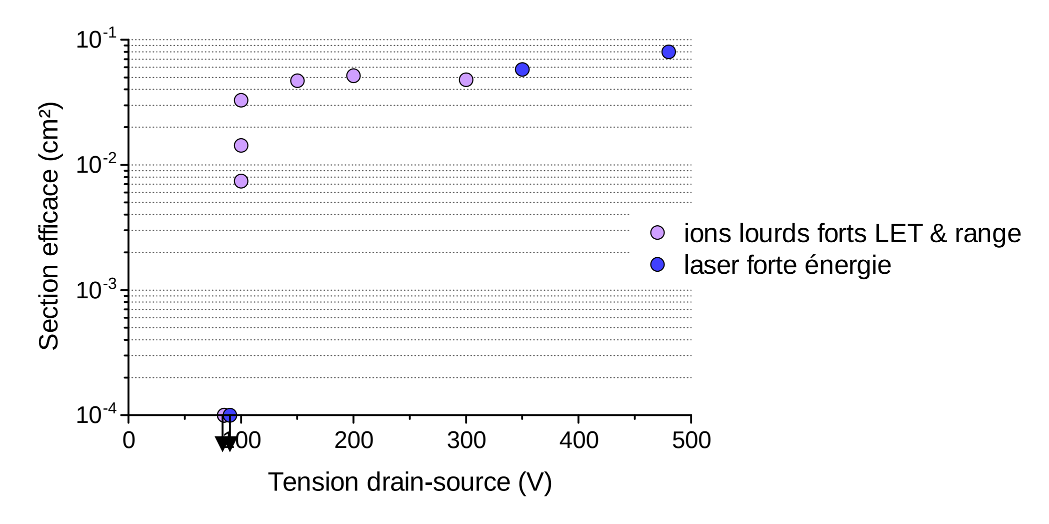


Figure 2-21:section efficace en fonction de Vds pour le MOS 2 (500V). Superposition des mesures expérimentales laser et ions lourds

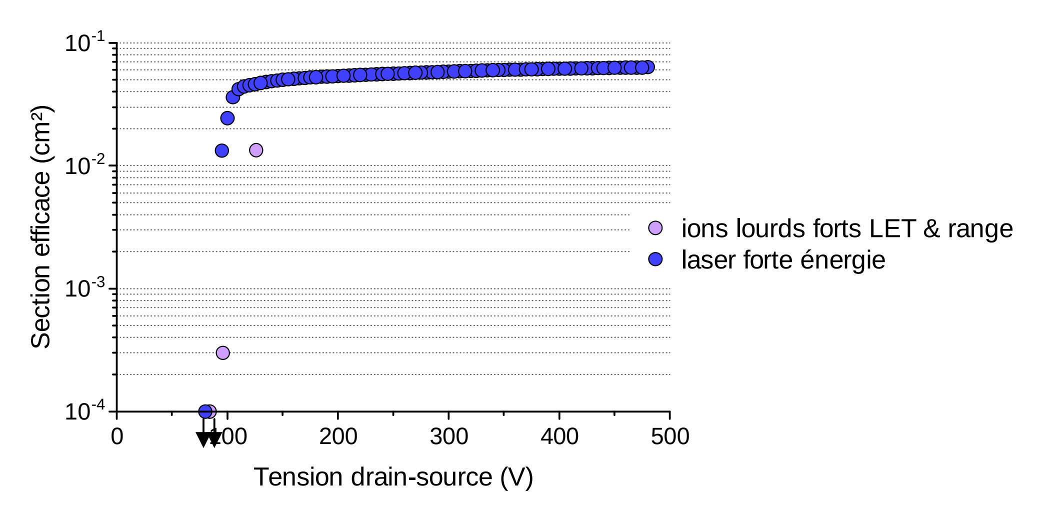


Figure 2-22: section efficace en fonction de Vds pour le MOS 1 (500V). Superposition des mesures expérimentales laser et ions lourds

Les courbes de section efficace donnant la sensibilité au SEB des MOS peuvent aussi être tracées en fonction du LET des ions ou de l'énergie laser. Dans ce cas, la tension de polarisation reste fixe. La Figure 2-23 et la Figure 2-24 représentent les sections efficaces du MOS 1 déterminées par des ions lourds et par le laser respectivement et pour différentes tensions de polarisation. L'accélérateur utilisé est celui de l'Université Catholique de Louvain La Neuve (UCL), les caractéristiques des ions sont données dans le Tableau 2-4 du paragraphe 2.4.4. Les ions possèdent un range très supérieur à la taille de l'épitaxie (de 92 à 199 µm) et les tests sont réalisés en face avant. Les tests laser sont quant à eux toujours réalisés en face arrière et la courbe est extraite d'une cartographie laser en énergie seuil.

La Figure 2-23 montre que la section efficace qui représente la surface sensible du composant diminue avec la tension. Cela est cohérent avec la diminution du champ électrique qui entraine une plus faible multiplication des porteurs par impact et donc une plus faible efficacité des charges déposées à mesure que la tension baisse.

La comparaison des deux figures montre que les courbes ont globalement la même allure, c'est-à-dire qu'elles tendent vers une saturation pour les plus fortes valeurs de LET et d'énergie laser et vers une valeur de LET seuil et d'énergie laser seuil de déclenchement du Burnout pour les plus faibles valeurs de ces paramètres. Pour les mesures laser réalisées à une tension de 480V (cf. Figure 2-24), la section efficace atteint la valeur à saturation pour une énergie d'environ 4 nJ. La surface représentée par la section efficace vaut alors la surface totale de la puce, soit 0,06 cm². Pour les mesures ions lourds (cf. Figure 2-23), cette dernière valeur n'est pas atteinte, soit que les tensions (350V et 450V) ne le permettent pas, soit que les valeurs de LET sont trop faibles. La courbe laser définie assez nettement la valeur d'énergie laser seuil qui est d'environ 1,5 nJ à 480V. Sa précision dépend du pas d'incrémentation en énergie choisi pour la cartographie. Pour les courbes ions lourds, la précision sur la mesure du LET seuil dépend principalement des valeurs de LET disponibles. Ainsi, à 350V, la valeur du LET seuil est comprise entre 3,3 et 10,1 MeV.cm²/mg et est inférieure à 3,3 MeV.cm²/mg à 450V.

Le laser permet donc de définir la section efficace d'un VDMOS en fonction de l'énergie laser de manière assez précise et relativement rapide en comparaison de tests en accélérateur (le changement d'énergie est immédiat et n'est restreint que par la valeur d'énergie maximum). Néanmoins, un travail de corrélation entre le LET des ions et l'énergie du laser reste à faire pour pouvoir exploiter pleinement ce type de section efficace. Une telle démarche sera proposée plus en amont dans le chapitre (cf. paragraphe 2.4.5).

En conclusion de cette partie, la comparaison des résultats obtenus par les tests laser et les tests ions lourds montre que les sections efficaces sont comparables. Nous allons donc étudier de manière plus précise la SOA.

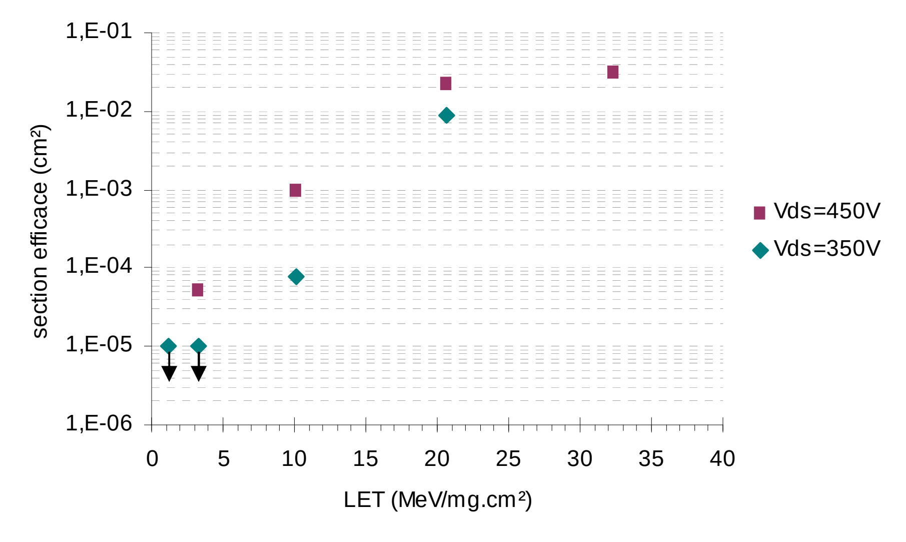


Figure 2-23: section efficace en fonction du LET des ions pour le MOS 1 (BV=500V)

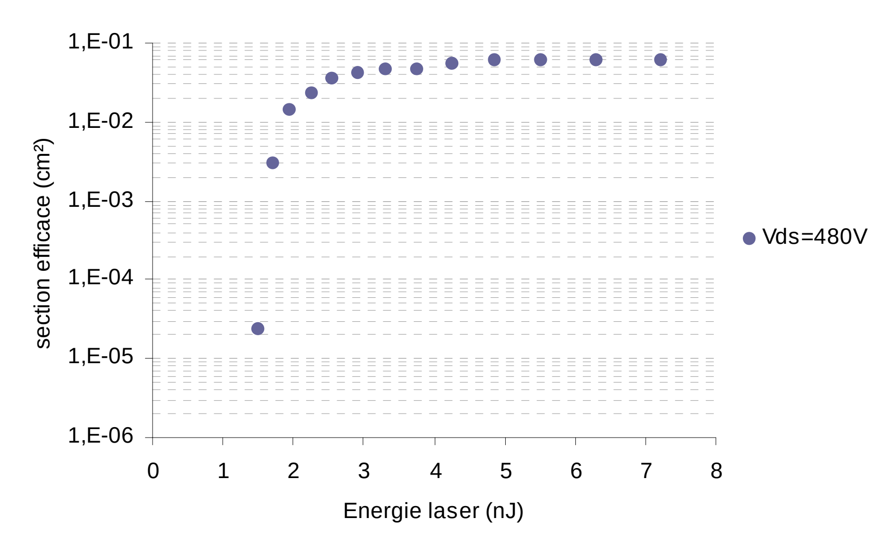


Figure 2-24: section efficace en fonction de l'énergie laser pour le MOS 1 (BV=500V)

2.4.4 Comparaison des SOA obtenues par laser et accélérateur

Des mesures de SOA ont été réalisées dans les mêmes conditions de manipulation que pour le paragraphe précédent, à savoir un laser à forte énergie et des ions lourds traversant la zone épitaxiée. Nous étudierons de plus l'influence du LET et de l'énergie laser sur la sensibilité. Il faut noter que les mesures de SOA dans le cas du laser ne se sont pas déduites des courbes de sections efficaces mais sont obtenus par une méthode complémentaire permettant d'obtenir directement la SOA en s'affranchissant du temps d'acquisition d'une cartographie.

Les mesures de SOA par laser se font de la manière suivante : le laser est positionné à la verticale du canal ou de la région intercellulaire (les zones les plus sensibles, cf. paragraphe 2.4.2) grâce à une caméra infrarouge. L’énergie laser minimale déclenchant un SEB est recherchée sur la gamme de tensions de polarisation s'étalant de 0V à la tension inverse de claquage BV_{DSS}. Les courbes recherchées vont donner l'énergie laser seuil d'un déclenchement de SEB en fonction de la tension de polarisation. La Figure 2-25 montre les résultats obtenus pour le MOS 3 (500V) où les SEB apparaissent à partir d'une tension de 90V. Cette tension délimite très clairement la SOA du composant. Même en augmentant l'énergie du laser d'un facteur trois, aucun déclenchement n'apparaît en dessous de cette tension. Nous tenons à rappeler que cette valeur est la tension minimale pour déclencher un SEB mais qu'elle ne donne aucune information sur la qualité de ce déclenchement. Il faut d'autre part rappeler que les points avec les flèches sur les figures ne correspondent pas à des mesures réelles mais à un symbole stipulant un non-évènement. Plus la tension inverse de polarisation augmente, plus l'énergie laser minimum nécessaire à un déclenchement diminue. Ceci est dû au fait que la zone de charge d'espace s'élargissant avec l'augmentation de la tension, les charges déposées susceptibles d'être collectées par la base du transistor parasite NPN sont plus importantes et sont en outre multipliée en plus grand nombre.

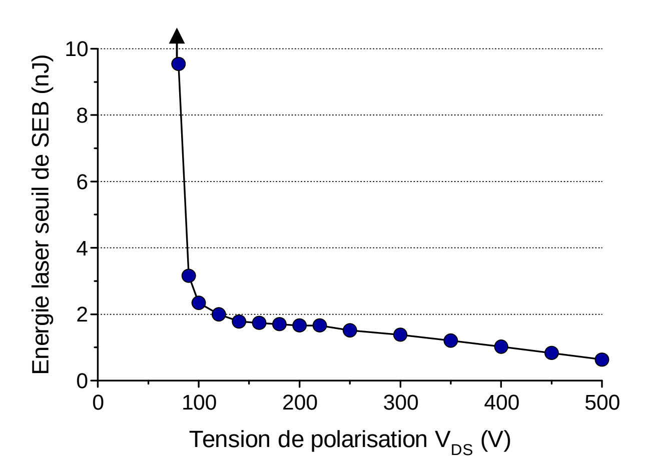


Figure 2-25: LET minimum déclenchant un SEB en fonction de la polarisation V_{DS} pour un MOSFET 500V classique de type hexfet

Tout en gardant la même méthode de mesure, il est aussi possible de représenter la SOA sur une courbe donnant l'amplitude de la chute de tension survenant sur le drain du VDMOS lors du déclenchement d'un évènement en fonction de la tension de polarisation. Les variations de la tension drain-source sont mesurées directement au moyen d'une sonde haute tension. Il est à noter que ce dernier type de mesure n'est pas possible en accélérateur en

raison de la longueur très limitée du câble de la sonde. Son impédance étant de 1 MΩ, le câble ne peut être prolongé par plusieurs BNC classiques d'impédance 50Ω sans altérer le signal de façon conséquente. Pour ces mesures, l'énergie laser peut être gardée constante et d'une valeur importante ou bien ajustée au seuil de déclenchement d'un évènement. La valeur de l'énergie tant qu'elle est supérieure au seuil ne modifie pas l'amplitude ni la forme du signal de V_{DS} si l'évènement déclenché est un Burnout. Ce n'est en revanche pas le cas lorsque la tension est devenue trop faible pour provoquer un SEB et que l'évènement déclenché est un courant transitoire. Ce dernier point est un autre moyen de détecter la SOA. La Figure 2-26 présente les résultats de SOA pour le MOS 5 (1 kV) sous cette représentation. En dessous d'une polarisation de 150V, aucun Burnout n'est déclenché et seuls des courants transitoires (ou Transient) sont observés. Cette tension définie la SOA du composant. Le passage d'évènements de type Transient à des évènements de type Burnout est marqué par une brusque variation de l'amplitude de la tension V_{DS}. En effet, lors d'un Burnout, la circulation des deux types de porteurs permet de moduler la conductivité de la cellule et peut donner lieu à une résistance à l'état passant extrêmement faible. La tension $V_{DS(ON)}$ qui en résulte peut donc être de même très faible ce qui se traduit dans nos mesures par une chute de la polarisation initiale V_{DS} d'autant plus grande que les porteurs sont en nombre important et que le phénomène d'avalanche est déclenché fortement.

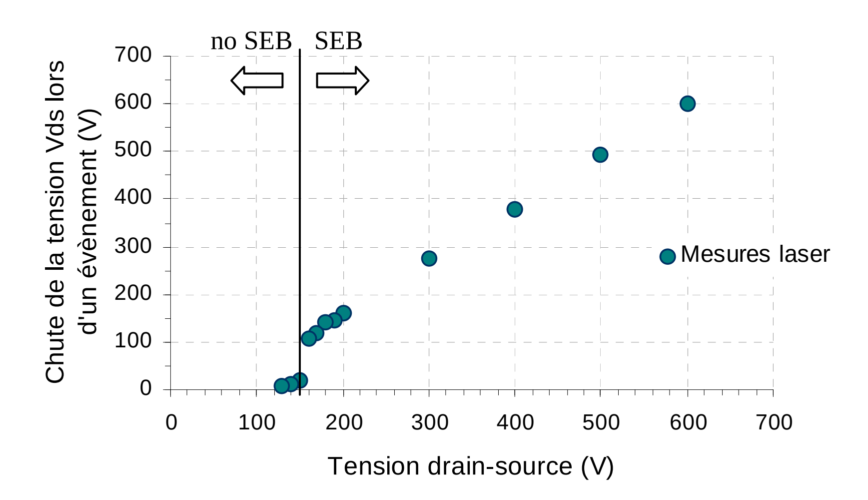


Figure 2-26 : chute de la tension de polarisation aux bornes du MOS 5 lors du déclenchement d'un évènement en fonction de la polarisation initiale. Mesures faites avec une énergie laser incidente de 6nJ.

Les mêmes types de courbes ont été obtenus pour tous les 5 MOSFETs de puissance testés. Le Tableau 2-3 (à la fin de ce paragraphe) récapitule les résultats obtenus. Parmi les 4 MOSFET de 500V, le MOS 2 de type superjonction avec une topologie de type stripfet ne

présente pas de différence en ce qui concerne la valeur de la SOA avec les MOS 1 et 3 de technologie planar classique et de design hexfet. Pour ces deux derniers MOS, il est a priori normal d'obtenir la même SOA puisqu'ils possèdent la même tenue en tension et donc les mêmes caractéristiques de la couche épitaxiée. Le MOS 4 en revanche possède une SOA supérieure de 22%. Le MOS 5 de tenue en tension 1000V a une tension seuil de SEB supérieure de 67%. Il est difficile d'expliquer ces écarts observés sur la SOA entre tous ces composants puisqu'ils sont par nature de technologie et de design différents. Cependant, il semble que les structures à superjonction possèdent des SOA supérieures aux structures classiques et quelques explications physiques simples permettent d'abonder dans ce sens. En effet, puisque les valeurs de SOA sont faibles, la multiplication par avalanche n'a que très peu d'impact sur le déclenchement et seul le nombre de porteurs collectés sous la région de source ainsi que la valeur de la résistance de cette région semble être la différence entre une structure à superjonction et une structure classique. En tout état de cause, une étude plus complète à la fois sur l'explication physique et en nombre de composants testés mériterait d'être réalisée.

En accélérateur, la mesure de SOA se fait à LET et/ou énergie fixés. La tension inverse est progressivement augmentée jusqu'à obtenir un évènement (on procède généralement par pas de 10V jusqu'à obtenir une certaine fluence ou un évènement). La Figure 2-27 donne pour le MOS 3 la valeur maximale de la chute de tension V_R aux bornes de la résistance R_1 en fonction de la tension inverse (cf. paragraphe 2.3.2). Une acquisition du signal V_R est représentée sur la Figure 2-28 pour une polarisation initiale de 300V (évènement provoqué par un ion). Les tensions V_{DS} et V_{C1} ont été recalculées à partir de la tension V_R acquise grâce à un programme contenant les équations de ces tensions. Ces tensions sont données par l'équation (Eq. 2-3). Les signaux sont tout à fait en accord avec ce que nous avions expliqué lors de la présentation du circuit de test et illustrent le cas où le MOS ne se comporte pas comme un interrupteur idéal.

Récupération des valeurs de $V_{R1}(t)$ *acquises et stockées dans un fichier excel*

$$i(t) = \frac{V_{R1}(t)}{R_1}$$

$$V_{C1}(t) = V_{DS}(t_0) + \frac{1}{C_1}\int_{t_0}^{t} i\,dt$$

$$V_{DS}(t) = V_{R1}(t) + V_{C1}(t)$$

Eq. 2-3

Sur la Figure 2-27, les mesures laser ont été faites avec une énergie de 6nJ, très suffisante pour déclencher un Burnout (cf. Figure 2-25). Les mesures ions lourds ont été réalisées avec des ions plomb utilisés précédemment avec une énergie de 5 GeV, une forte pénétration de 258 µm et un fort LET de 72 MeV.cm²/mg. On peut observer qu'en dessous d'une tension V_{DS} de 90V, aucune chute de tension n'est observée aux bornes de R1: le MOSFET reste à l'état off et aucun SEB n'est déclenché et ce malgré la forte énergie ou le fort LET et la forte pénétration du laser et des ions. Cette tension définie la SOA ions lourds. Les résultats obtenus avec le laser et les ions lourds sont tout à fait en accord. Le laser à une énergie de 6 nJ est une fois encore représentatif des ions lourds de fort LET et forte pénétration. Cette figure montre d'autre part qu'il existe un écart entre la tension V_R et la tension d'alimentation. Cet écart est d'autant plus faible que cette dernière est élevée.

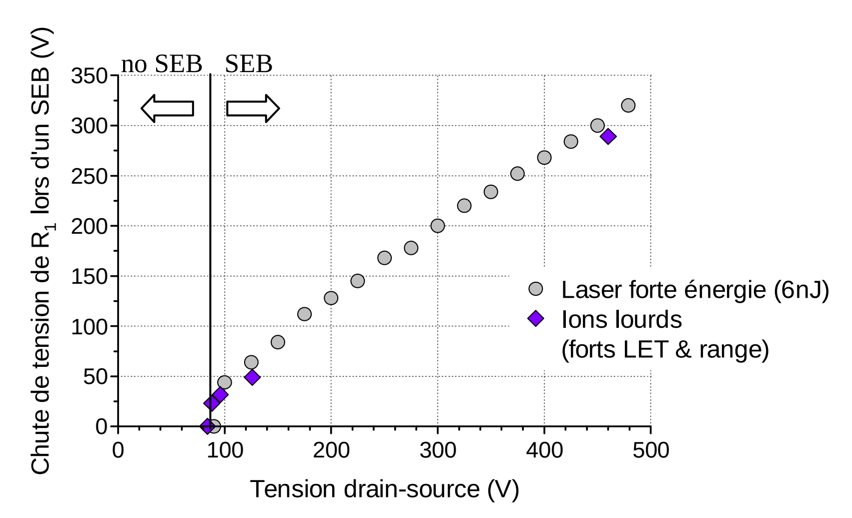


Figure 2-27: chute de la tension aux bornes de la résistance R1 lors du déclenchement d'un Burnout en fonction de la polarisation initiale. Mesures faites avec une énergie laser incidente de 6nJ et des ions de LET=72 MeV.cm²/mg et range=258µm

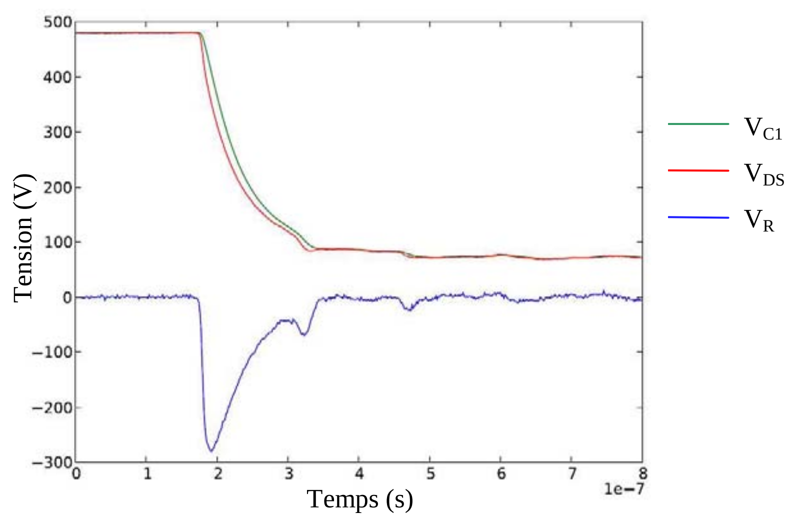


Figure 2-28 : acquisition de la tension V_R lors d'irradiations ions lourds sur le MOS 3. Tension V_{DS} et V_{C1} déduites par le calcul

La Figure 2-29 représente l'écart en pourcentage entre la tension V_R et la tension V_{alim} en fonction de V_{alim} pour les MOS 1 et 3 (500V). Comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe 2.3.2 (cf. Figure 2-6), dans le cas idéal où le MOS est considéré comme un interrupteur parfait et est assimilé à un court circuit lorsqu'il subit un SEB, la tension V_R chute brutalement à un minimum égal à $-V_{alim}$ (il n'y a pas de temps d'établissement du courant). Le comportement du MOS 1 se rapproche de ce cas idéal où V_R dépasse 90% de V_{alim} à partir de 350V. Ce comportement suggère un phénomène de SEB intense où le transistor bipolaire parasite est très fortement alimenté par le mécanisme d'avalanche. En effet, pour des tensions inférieures à 350V et donc pour des zones de charges d'espace moins développées qui affaiblissent la multiplication des porteurs par avalanche, le temps d'allumage du transistor parasite est plus long et conduit à des tensions V_R plus faibles en valeur absolue. Ce n'est en revanche pas le cas du MOS 3 puisque la tension V_R n'atteint que 67% de V_{alim}. Pour les deux MOSFETs, plus la tension d'alimentation se rapproche des tensions seuil d'apparition du SEB, plus l'écart entre les tensions V_R et V_{alim} se creuse. Les commutations des MOSFETs s'éloignent de plus en plus de l'interrupteur idéal et il existe un temps de mise en conduction qui ralentit l'établissement du courant de décharge de la capacité C1. La tension V_R qui est l'image de ce courant décroît par conséquent plus lentement et atteint des valeurs minimum bien supérieures à $-V_{alim}$ (cf. Figure 2-7 paragraphe 2.3.2). L'écart qui existe entre le MOS 1 et le MOS 3 est certainement dû aux caractéristiques physiques et géométriques propres à chaque à composant.

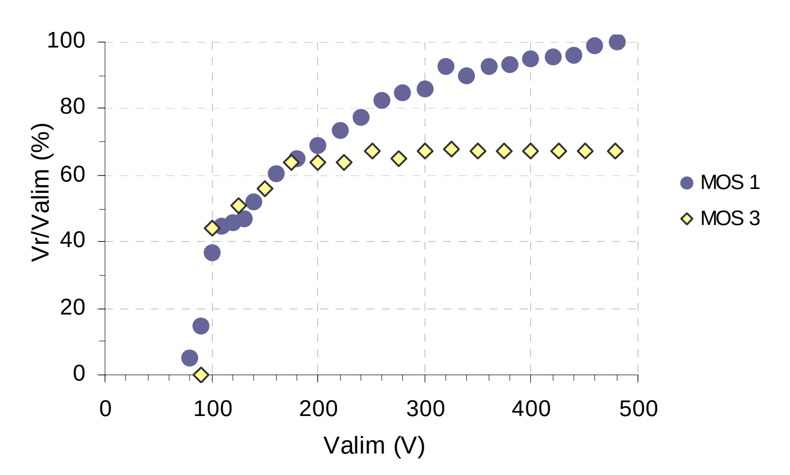


Figure 2-29 : pourcentage V_R/V_{alim} en fonction de la tension d'alimentation. Mesures pour le MOS 1 et le MOS 3.

Le Tableau 2-3 récapitule les SOA déterminées par laser et par ions lourds (la précision est de +/- 10V). Pour les MOS 1, 2 et 3, la valeur de la SOA mesurée par cette méthode laser est identique à celle obtenue par ions lourds : l'intérêt du laser est une nouvelle

fois confortée. D'autre part, la SOA obtenue représente 15 à 22% de la tenue en tension $V_{(BR)DS}$ des composants. L'observation par le passé de la SOA de MOSFETs de 200V avait permis de fixer de manière empirique une règle de derating à 50% de la tension nominale au blocage. Les valeurs de SOA trouvées dans cette étude confirment que cette règle de derating n'est pas valable sur des composants de plus forte tenue en tension.

Référence du MOSFET	**Tenue en tension V_{BR} (V)**	**SOA laser (V) (forte énergie)**	**SOA ions lourds (fort LET, forte pénétration)**	**% de $V_{BR(DS)}$ représenté par la SOA**
MOS 1	500	90	90	18%
MOS 2	500	90	90	18%
MOS 3	500	90	90	18%
MOS 4	500	110	-	22%
MOS 5	1000	150	-	15%

Tableau 2-3: tableau récapitulatif des SOA des composants testés

L'influence du LET sur la valeur de la SOA a été évaluée sur les MOS 1 et 3. Les tests ont été réalisés à l'Université Catholique de Louvain La Neuve (UCL) et au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds à Caen (GANIL). Les valeurs de LET balayées se situent entre 3,3 et 72 MeV.cm²/mg et pour des ranges tous très supérieurs à la zone épitaxiée N- (50µm). Les configurations de tests sont telles que les ions traversent toujours toute la zone N-. Le Tableau 2-4 résume les caractéristiques des différentes particules utilisées.

Ion	LET (MeV.cm²/mg)	Range (µm)	Energie (MeV)	Accélérateur
Ne	3.3	199	235	UCL
Ar	10.1	119	372	
Ni	20.6	98	500	
Kr	32.4	92	756	
Pb	72	258	5.10^3	GANIL
Pb	95	92	2.10^3	
Pb	98	64	1.10^3	
Laser	-	> 400	6 nJ	EADS IW

Tableau 2-4: caractéristiques des particules utilisées pour le test de SOA des MOS 1 et 3 de 500V

La Figure 2-30 et la Figure 2-31 présentent la variation de la SOA en fonction du LET des particules et de l'énergie laser respectivement. Les tendances des variations de ces deux

courbes sont similaires. Deux domaines de LET et d'énergie laser se distinguent. Le premier correspond à la gamme de LET et d'énergies laser pour lesquels la SOA semble varier de manière linéaire. La diminution du LET des ions incidents ainsi que de l'énergie laser entraînent une augmentation de la tension requise pour engendrer un SEB. Cela est tout à fait cohérent avec le fait qu'il faille augmenter le champ électrique dans la zone épi pour augmenter la multiplication des charges afin de compenser la plus faible quantité de charges déposées et donc les plus faibles courants induits. Le second domaine correspond aux plus fortes valeurs de LET et d'énergie laser et se traduit par une saturation de la SOA à 90V. Ce plateau indique que le seuil de déclenchement du Burnout ne dépend plus que des conditions électriques. Il faut noter que pour un LET supérieur à 72 MeV.cm²/mg et une énergie laser supérieure à 3 nJ, les valeurs de SOA sont identiques et correspondent à la plus faible valeur possible. Il est donc possible d'affirmer qu'un laser haute énergie indiquera la SOA la plus faible sans risquer de commettre une quelconque surestimation. Une fois de plus, le laser peut avantageusement complémenter un accélérateur.

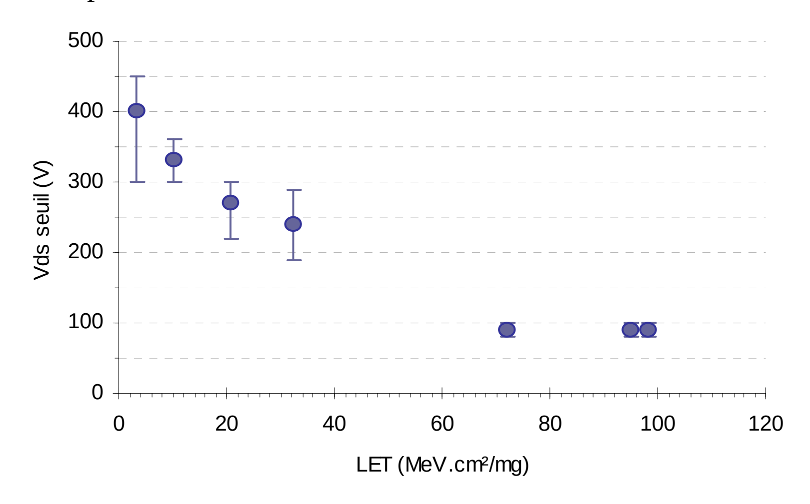


Figure 2-30: mesures de la SOA en fonction du LET des ions (les ranges étant tous supérieurs à l'épitaxie N-) pour le MOS 3

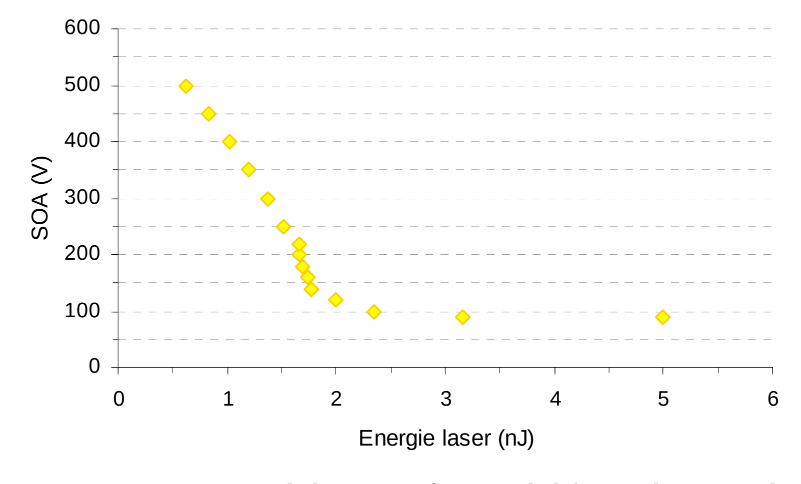


Figure 2-31 : mesures de la SOA en fonction de l'énergie laser pour le MOS 3

2.4.5 Ebauche d'une équivalence entre le LET et l'énergie laser

Comme nous venons de le voir, la courbe laser donnant la tension seuil de déclenchement d'un Burnout en fonction de l'énergie laser permet donc de déterminer la plus faible valeur de la SOA d'un VDMOS sans que la question d'une équivalence entre l'énergie du laser et le LET des ions ne se pose. Toutefois, pour la gamme d'énergies laser où la valeur de la SOA varie, la question redevient d'intérêt. Afin de tenter d'y répondre, nous proposons dans ce paragraphe une méthodologie qui permettrait de corréler ces deux grandeurs. Nous tenons à souligner que nous n'exposerons que la démarche afin de donner des premiers éléments de réflexion à de futures études et que d'autres tests seront à mettre en œuvre afin de valider cette méthodologie.

Le nombre de paires électron-trou créées par unité de longueur pour une surface de dimensions a et b est donné par la relation Eq. 2-4. Cette relation est détaillée dans le mémoire de thèse de F. Miller (cf. [MIL06], équations V-6 à V-9 intégrées sur x et y).

$$n_{charges}\left[cm^{-1}\right]=\eta\frac{\lambda.(1-R)}{h.c}\cdot\frac{4E_0}{\pi}\cdot erf\left(\frac{a}{\omega_0\sqrt{2}}\right)\cdot erf\left(\frac{b}{\omega_0\sqrt{2}}\right)\cdot\alpha\cdot e^{-\alpha z} \qquad \textit{Eq. 2-4}$$

L'efficacité quantique η est considérée proche de 1, hc/λ est l'énergie des photons, E_0 est l'énergie laser incidente, ω_0 est le rayon du faisceau laser en 1/e² de son énergie, R est le coefficient de réflexion et α est le coefficient d'absorption. La surface sensible pour une cellule de VDMOS correspond comme nous l'avons vu dans la partie 2.4.2 à presque toute la surface de la cellule (de l'ordre de 30x30µm² pour le MOS 3). Les paramètres a et b sont donc grands devant ω_0 (de l'ordre de 2µm) et les fonctions d'erreur tendent vers 1. Afin d'obtenir une relation homogène à un LET, la quantité de charge $n_{charges}$ créées par cm est multipliée par la charge électrique élémentaire de $1{,}6.10^{-19}$ C. Le coefficient entre une unité en pC/µm et en MeV.cm²/mg est d'environ 100 (cf. chapitre 1 paragraphe 1.3.3).

Dans le cas de test laser par face arrière, la part d'énergie absorbée par le substrat fortement dopé N+ doit être prise en compte. Cette quantité est représentée par l'exponentielle $e^{-\alpha z}$ où α correspond au coefficient d'absorption du substrat N+ et z à l'épaisseur de ce substrat. Le second coefficient α de la relation Eq. 2-5 correspond au coefficient d'absorption de la région épitaxiée N- puisque c'est dans cette couche que le LET laser équivalent est calculé. La relation ainsi obtenue est donnée par l'équation Eq. 2-5 et permet d'estimer quel serait le LET laser équivalent à celui d'un ion lourd. Cette approche purement analytique lie

l'énergie laser au LET dans le cas des structures de MOS de puissance par une relation de type linéaire.

$$LET_{laser\ équivalent}\left[MeV.cm^2/mg\right]=\frac{\lambda.(1-R)}{h.c}\cdot\frac{4E_0}{\pi}\cdot\alpha_{N-}\cdot e^{-\alpha_{N+}z_{N+}}\cdot q\cdot 100 \qquad \textit{Eq. 2-5}$$

Nous avons fait ce calcul pour les énergies laser de la courbe Figure 2-31 réalisée pour le MOS 3 (dont les caractéristiques sont données dans le paragraphe 2.3.3). Seules les valeurs des coefficients d'absorption nous sont inconnues et ont été estimées à 50 cm^{-1} pour la couche épitaxiée et 100 cm^{-1} pour le substrat N+. La Figure 2-32 représente le LET laser ainsi calculé et superposé à la courbe de SOA ions lourds de la Figure 2-30.

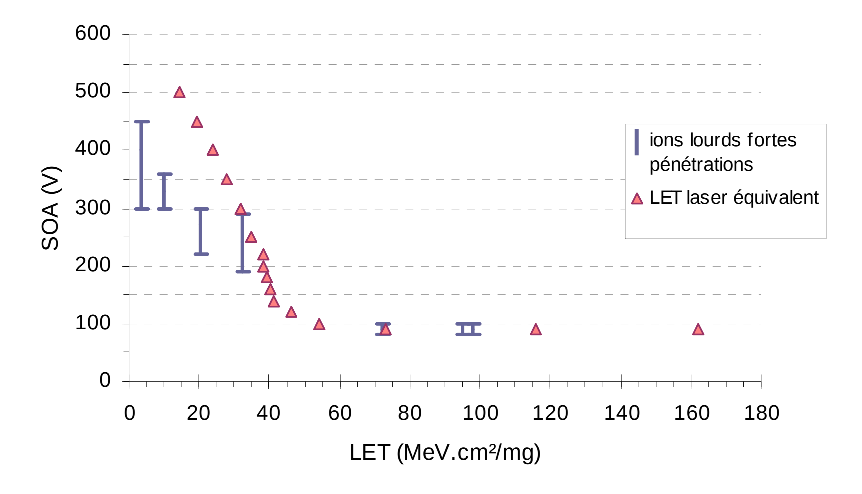


Figure 2-32 : tension seuil de déclenchement d'un SEB en fonction du LET équivalent laser et du LET des ions (de ranges très supérieurs à l'épitaxie N-)

La figure met en évidence que pour des valeurs de LET supérieures à 30 MeV.cm²/mg, les SOA obtenues par le laser et les ions lourds sont tout à fait comparables. En dessous de ces valeurs, les ordres de grandeurs sont cohérents mais un écart apparaît. Celui-ci peut éventuellement s'expliquer par certaines spécificités du test accélérateur qui ne peuvent pas être reproduites par le laser, comme notamment l'évolution du LET de la particule au cours de son parcours. Dans notre cas, les ions argon, nickel et krypton, de LET 10.1, 26 et 32.4 MeV.cm²/mg respectivement présentent une variation importante de leur LET puisque le pic de Bragg se positionne dans la zone épitaxiée du composant. La valeur du LET à prendre en compte est alors plus grande que la valeur habituellement considérée pour l'énergie incidente de l'ion. Cela reviendrait à décaler ces points vers la droite sur la figure, réduisant de ce fait l'écart observé sur les SOA pour les faibles valeurs de LET et d'énergie laser. Cet écart peut aussi être dû en partie aux incertitudes liées aux tests accélérateurs, à savoir sur la précision de la valeur des LET.

Cette partie fait l'objet d'une classification Confidentiel EADS

La recherche d'équivalence proposée dans ce paragraphe des résultats de SOA laser et ions lourds sur une gamme étendue de LET et d'énergies a permis de montrer la cohérence de l'évolution de la SOA en fonction de ces deux paramètres. Elle a montré qu'une équivalence énergie laser/LET pour des VDMOS classiques n'était pas impossible ni aberrante mais qu'elle n'était peut être pas aussi simple qu'une relation linéaire. Les bases de cette équivalence ont donc été posées, des tests expérimentaux complémentaires seront néanmoins nécessaires pour permettre de consolider la corrélation proposée.

2.4.6 Dégradation de l'oxyde de grille

Lorsque nous avons présentés les résultats ions lourds des sections efficaces, nous avons mentionné pour les MOS de type 1 et 2 l'absence de mesures pour des tensions moyennes à importantes en raison de la sévère dégradation de l'oxyde de grille par les ions avant même de pouvoir observer un SEB (cf. Figure 2-22 et Figure 2-21). En effet, la valeur du courant de fuite de grille i_G résultant de l'impact des ions s'est vu croître rapidement avec le temps d'exposition sous le faisceau. Cette augmentation a conduit dans presque tous les cas à la rupture complète de l'oxyde de grille. Le temps de test et les tensions V_{DS} applicables ont par conséquence été fortement limités.

La Figure 2-33 présente l'augmentation du courant de grille en fonction de la fluence reçue par le MOS 1 polarisé à 100V (soit 20% de tenue en tension $V_{BR(DS)}$), pendant une exposition de 100s. A la fin de l'exposition, le courant de grille i_G est passé de 0.1µA à 16µA (soit une augmentation de 160 fois!) pour une fluence de 6.10^{+4} particules/cm² : le comportement électrique du composant est nettement dégradé.

Ce graphe montre que le phénomène de dégradation de l'oxyde de grille est très dépendant de la fluence. Cependant, cette rapide dégradation n'est pas représentative de ce qui peut se produire dans l'environnement spatial ou atmosphérique où les flux sont beaucoup moindres.

Ce phénomène n'a pas été observé en test laser. Le laser utilisé – de longueur d'onde 1,06µm – ne permet pas le déplacement d'atomes dans l'oxyde ni son ionisation. Certaines études ont montrées que le SEGR (notamment le SEGR cumulatif [PEY08]) pouvait aussi être déclenché par des ions ne traversant qu'une partie de l'épitaxie sans atteindre l'oxyde, mais induisant de forts courants de Burnout. Or, malgré des centaines de SEB déclenchés par laser sur un même composant, aucune dégradation des caractéristiques de grille n'a été observée.

Une explication peut résider dans la différence entre les profils de dépôt de charges d'un ion et du laser. Quoiqu'il en soit, cela reste un avantage considérable du laser sur l'accélérateur que de permettre le test SEB en s'affranchissant du problème de SEGR ou SEGR progressif.

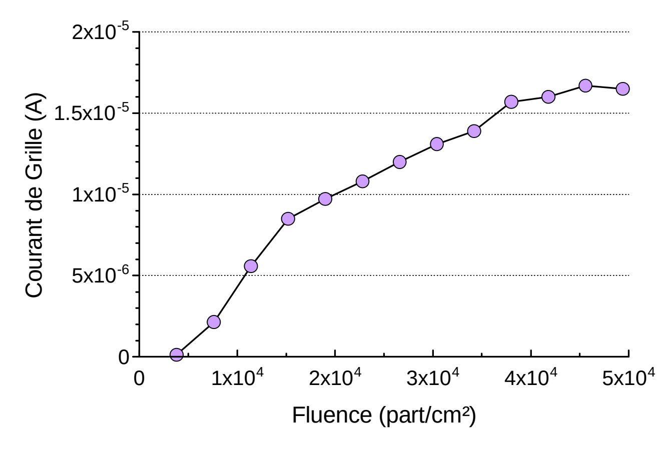


Figure 2-33: évolution du courant de grille en fonction de la fluence reçue par le MOS 1 polarisé à 100V

2.4.7 Détermination de SOA par laser pour les IGBTs

La grande difficulté pour caractériser la sensibilité des IGBTs au SEB et SEL a résidé dans le caractère destructif des tests, la protection en courant utilisée pour les MOSFETs étant inefficace (cf. partie 2.3.2).

Cette partie fait l'objet d'une classification Confidentiel EADS

La Figure 2-34 montre un SEB/SEL déclenché par un tir laser en face arrière sur un IGBT de 600V. Le contraste des photos est peu élevé car la face avant du composant est visualisée au travers de l'épaisseur de silicium de la puce, depuis la face arrière, grâce à une caméra infrarouge. La photo (1) montre la puce avant tir laser, la photo (2) montre la position de l'impulsion laser située dans le canal d'une cellule - la tension V_{CE} étant insuffisante pour que l'évènement soit destructif - et la photo (3) réunie les conditions de polarisation et d'énergie laser pour voir apparaître une zone d'ombre où le silicium a fondu suite à un SEB/SEL. La dégradation existante est très localisée car la résistance de protection R_p en série avec l'alimentation limite fortement le courant et la tension de polarisation est au seuil d'apparition de l'évènement destructif. La SOA ainsi obtenue correspond à la tension à partir de laquelle le composant est détruit. Il est donc impossible d'obtenir des courbes de sections efficaces par laser et d'autre part de SOA en fonction de l'énergie laser sauf à changer de composant pour chaque mesure comme ce qui est fait en accélérateur. Pour l'IGBT 1 dont la tenue en tension est de 600V, la SOA obtenue par laser est de 300V et pour l'IGBT 2 dont la tenue en tension est de 1200V, la SOA laser est de 620V. Les résultats obtenus en laser forte énergie donnent une SOA d'environ 50% de $V_{BR(DS)}$.

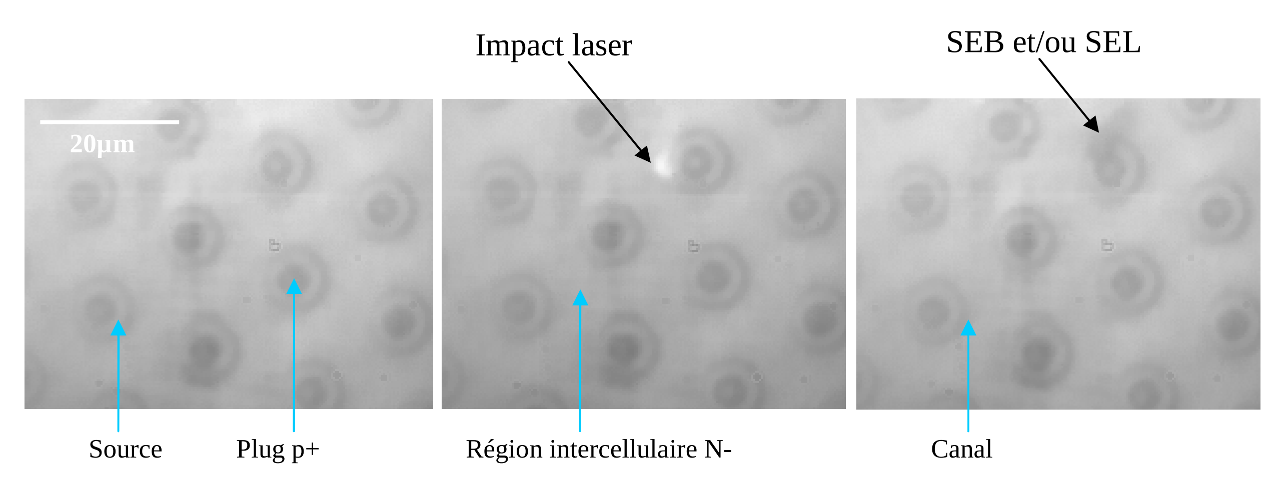


Figure 2-34 : photo des métallisations vues au travers de la puce Si (par caméra infrarouge) de l'IGBT 1. Visualisation d'un évènement destructif (SEB/SEL) déclenché par laser

2.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre l'intérêt du laser pour les études de sensibilité aux SEEs des composants à semiconducteurs et nous avons montré la pertinence de tels tests sur des VDMOS commerciaux. Comme nous l'avons vu, le laser permet de répondre à certaines limitations des accélérateurs d'ions lourds et se positionne ainsi comme un outil

complémentaire d'une grande utilité pour l'analyse des sensibilités aux SEEs. En effet, les lasers pulsés fournissent en particulier la résolution spatiale et temporelle qui fait défaut aux accélérateurs. La maitrise de ces deux paramètres est primordiale pour la recherche des zones sensibles et la compréhension des mécanismes d'erreur. Les lasers sont en outre plus souples d'accès et d'utilisation et sont ainsi parfaitement adaptés pour des tests paramétriques. Ils possèdent d'autre part une profondeur de pénétration pouvant être supérieure à l'épaisseur des puces ce qui permet de s'affranchir du problème de la limitation des ranges posé en accélérateur.

Diverses études laser ont donc été réalisées sur des MOSFETs de puissance afin de déterminer leur sensibilité au SEB. Des cartographies de sensibilité en énergie laser seuil et en tension seuil ont été réalisées et ont permis de visualiser avec précision la sensibilité relative des différentes zones de la surface des puces. Ces cartographies laser ont permis de déduire des courbes de sections efficaces en fonction de l'énergie laser ou de la tension de polarisation. La comparaison des résultats obtenus à l'aide du laser et des l'accélérateurs d'ions lourds sur les sections efficaces en fonction de la polarisation et sur la SOA ont montré un très bon accord et ont de fait validé l'utilisation du laser. D'autre part, le phénomène de la dégradation progressive de la grille lors de tests en accélérateur n'a jamais été observé au laser malgré des centaines de Burnout déclenchés par laser. Ce dernier point est un avantage considérable du laser que de permettre l'étude du SEB de manière complètement décorrélée du SEGR. Enfin, nous avons proposé une première approche d'équivalence entre le LET des ions et l'énergie laser pour des VDMOS classiques ainsi que des premiers résultats laser sur la sensibilité des IGBTs aux radiations.

Chapitre 3 :

Recherche des critères de déclenchement du SEB dans les MOSFETs lors des interactions ions lourds et neutron-proton sur silicium. Méthodologie power DASIE pour l'environnement atmosphérique

Le chapitre précédent a permis de montrer la validité du laser pulsé pour induire le phénomène de SEB et de SEL dans les transistors de puissance de manière similaire à ce qui peut être obtenu avec des ions lourds sous accélérateurs. En particulier, la pertinence du laser pour déterminer la SOA et les sections efficaces de ces composants a été montrée. Néanmoins, tester expérimentalement l'influence de toutes les particules atmosphériques et spatiales sur l'ensemble des composants embarqués serait trop onéreux et trop long. En outre, s'il existe bien un domaine d'énergies laser correspondant au LET des particules légères, le laser ne permet pas de prendre en compte l'aspect statistique lié aux interactions nucléaires. Afin de répondre à ces problèmes, une méthodologie de prédiction des SEEs a été développée depuis 1998, et continue à l'être, par EADS en collaboration avec l'université de Montpellier sur les composants de type SRAM et portes logiques. Cette méthodologie consiste en un code de prédiction appelé MC DASIE qui nécessite en entrée des bases de données nucléaires ainsi que des informations simples relatives au design des structures et composants à semiconducteurs. Cet outil permet de prédire directement la sensibilité d'un composant dans un environnement radiatif donné ou de la déduire pour un autre type d'environnement à partir de sa connaissance dans un autre environnement.

Ce type de code n'existe pas pour les transistors de puissance et en particulier pour les VDMOS. L'objet de ce chapitre sera donc d'adapter la version de DASIE existante qui deviendra Power DASIE. Pour cela, nous définirons dans un premier temps le volume sensible de ces composants à l'aide de simulations numériques et de résultats expérimentaux. Dans un second temps, nous nous intéresserons plus particulièrement aux mécanismes

physiques du SEB en vue de dégager des critères de déclenchements du phénomène. Ces critères seront définis pour des interactions ions lourds d'une part et neutrons/protons d'autre part. La connaissance des critères de déclenchement ions lourds du SEB permettra de définir les conditions expérimentales optimales pour des tests ions lourds en accélérateurs de composants VDMOS classiques. Les critères de déclenchement neutrons/protons du SEB permettront de construire le code de prédiction Power DASIE qui sera validé sur les composants testés.

3.1 Description des outils des simulations TCAD et du véhicule test de simulation

Afin de définir le volume sensible et des critères de déclenchement du SEB valables pour des ions lourds pour les MOSFETs de technologie planar classique, il est nécessaire de mieux comprendre les mécanismes du phénomène de SEB à l'aide de simulations numériques. Nous avons donc simulé un véhicule test de type MOS de puissance dont les paramètres physiques et géométriques sont représentatifs de la technologie de type planar classique de design hexfet.

3.1.1 L'outil de simulations 2D TCAD

Dans le domaine de la microélectronique, la simulation numérique est devenue une activité incontournable pour la mise au point des filières technologiques, pour l'analyse de l'impact de nouveaux matériaux et pour la conception de nouvelles architectures de dispositifs à semiconducteurs. Ces simulations aident à la compréhension des mécanismes physiques et électriques mis en jeu dans ces dispositifs. Parmi les différents niveaux de modélisation, la modélisation TCAD (Technology Computer Aided Design), appelée également modélisation numérique car elle se base sur la résolution numérique des équations de la physique, se situe au niveau le plus microscopique permettant de "voir" le comportement interne des dispositifs électroniques. Ces simulations sont bornées par la puissance des ordinateurs et les temps de calcul. L'inconvénient de ces simulations numériques de composants est qu'elles ne correspondent pas à une approche circuit. La modélisation TCAD se compose en deux grandes parties. La partie Process modélise les différentes étapes de la fabrication d'un

composant, telles que l'implantation ionique ou les diffusions par exemple. La partie Device modélise le comportement électrique d'une structure d'après sa topologie.

Nous avons utilisé les outils de simulation SILVACO pour l'ensemble des simulations présentées dans ce chapitre.

La méthode utilisée pour résoudre numériquement les équations aux dérivées partielles (telle que l'équation de Poisson ainsi que les équations de transport et de continuité) est la méthode dite des éléments finis. Son principe de base repose sur une discrétisation par éléments des équations à traiter. Ces éléments sont des triangles constituant le maillage de la structure simulée. Les intersections de ces mailles sont des nœuds où une partie des équations de la physique des semiconducteurs est résolue, permettant d'obtenir un vecteur solution des diverses équations mise en jeu. Les conditions initiales et aux limites des dérivées partielles sont prises sur les nœuds adjacents. Des itérations successives permettent de faire converger une solution globale pour un point de fonctionnement donné. La solution globale sera d'autant plus précise que le maillage est dense. Toutefois un compromis s'impose car le nombre de nœuds est directement proportionnel au temps de calcul. Il convient de définir un maillage relativement lâche dans les zones les moins sensibles électriquement et de le resserrer dans les zones influentes. En tout état de cause, la qualité et la densité du maillage dans une zone d'une structure dépendent des résultats recherchés.

Les différents modèles utilisés pour nos travaux sont :

- le modèle de recombinaisons Shockley-Read-Hall avec une dépendance des durées de vie des porteurs en fonction de la concentration en impuretés,
- le modèle de recombinaison Auger,
- le modèle de dépendance de la mobilité en fonction des champs électriques et de la concentration en impuretés,
- le modèle permettant de tenir compte du rétrécissement de la largeur du gap du silicium dans les régions de fort dopage (« bandgap narrowing »),
- le modèle d'ionisation par impact, essentiel pour modéliser les phénomènes de claquage et de Burnout dans les MOSFETs.
- La statistique utilisée est une celle de Fermi.

Tous ces modèles sont parfaitement décrits dans le manuel d'utilisateur de SILVACO [SILVACO].

La particularité de notre activité de recherche est de simuler un impact ionisant d'un ion lourd. La solution utilisée est de générer des paires électrons-trous dans une région précise de la structure grâce à une fonction donnant le taux de génération des charges créées. Les dimensions de la région sont ajustables et permettent donc de simuler une trace semblable à celle créée par un ion lourd. D'autre part, l'avantage de cette méthode est de pouvoir positionner la trace n'importe où dans la structure. Le taux de génération des porteurs est modélisé par des gaussiennes spatiales et temporelles et est donné par l'équation Eq. 3-1. Le rayon de la trace ionisante est fixé à 0,05 µm, la largeur T_C de la gaussienne temporelle est de 2.10^{-12}s et le temps T_0 de génération de la trace est 4.10^{-12}s. La Figure 3-1 représente le maillage de la demi-cellule simulée avec un resserrement au niveau de la trace d'ionisation.

Taux de génération pour une trace ionisante verticale :

$$Pour\ y_0 \le y \le y_1 : rate(x,y) = \frac{LET}{q\pi\omega_0 T_C} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{\omega_0{}^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{(t-T_0)^2}{T_C{}^2}\right)$$

LET : *en pC / cm* Eq. 3-1

ω_0 : *rayon de la trace ionisante en cm*

x_0 : *abscisse de la trace ionisante en cm*

T_0 : *temps initial de la gaussienne temporelle en s*

T_C : *largeur de la gaussienne temporelle en s*

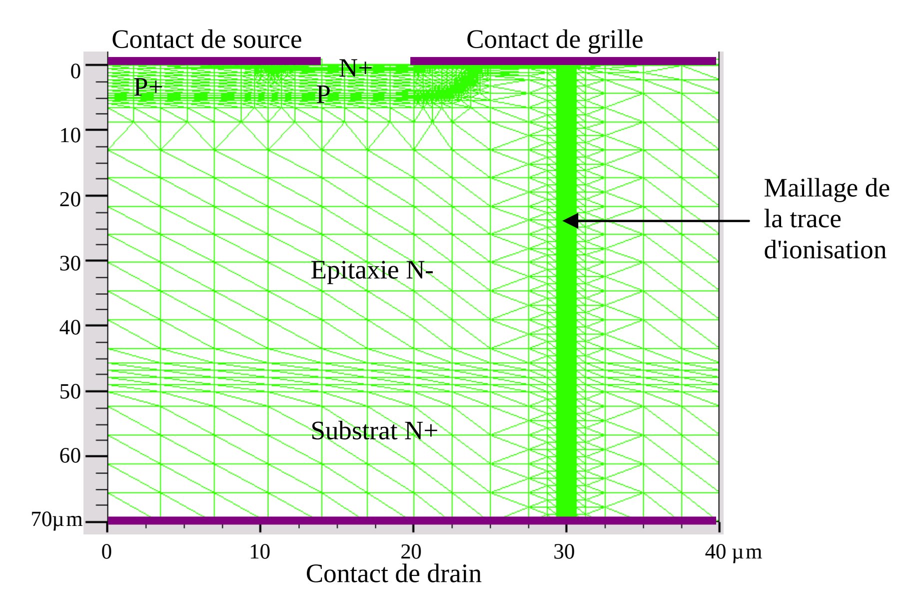


Figure 3-1 : représentation de maillage de la demi-cellule de VDMOS simulée

Pour les simulations 2D, afin d'exprimer dans leur unité usuelle les différentes grandeurs électriques (courant, champ électrique...), la troisième dimension est simulée par une translation perpendiculaire au plan 2D d'une valeur égale à 1 µm par défaut. Cette translation ne pose pas de problème dans la mesure où elle respecte le parcours des porteurs et la géométrie de la structure simulée comme dans le cas d'une cellule de VDMOS. Cependant, pour une trace d'ionisation dont le profil est une gaussienne, le parcours et la géométrie ne sont plus respectés (cf. Figure 3-2) et la simulation 2D introduit une erreur. La conséquence est qu'il est impossible d'être représentatif à la fois de la quantité de charges générées et du LET. Néanmoins dans le cadre des travaux présentés dans ce chapitre, les résultats recherchés sont de type qualitatif et leurs valeurs de LET données seront comparées de manière relative entre elles mais leurs valeurs ne seront pas significatives.

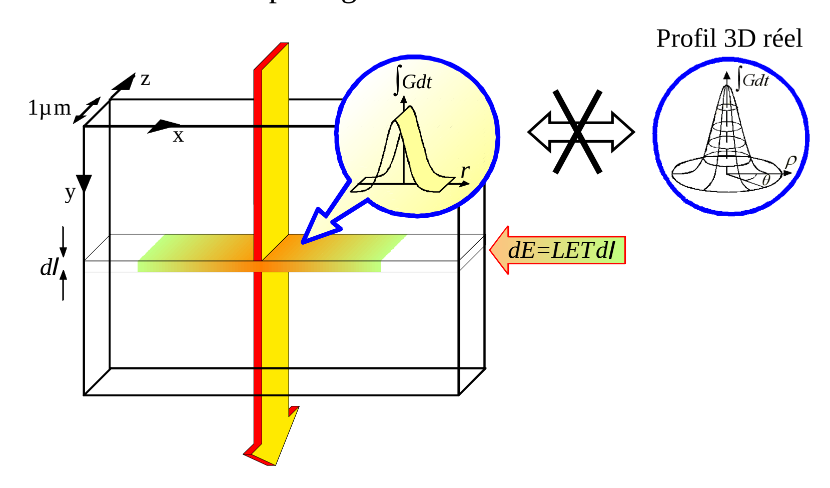


Figure 3-2 : allure de la trace d'ionisation pour des simulations 2D

3.1.2 Véhicule test de simulation

Comme nous l'avons indiqué dans le chapitre I (cf. paragraphe I.4.2.2), diverses simulations 2D utilisant les outils TCAD ont été conduites par le passé sur des structures académiques de transistors VDMOS afin d'appréhender les mécanismes du SEB. Ces simulations ont permis en particulier d'évaluer les positions les plus sensibles en surface vis-à-vis d'un impact ionisant en incidence normale. Ce type de simulations a été repris et approfondi dans le cadre de nos travaux de recherche. La structure utilisée est un MOSFET de puissance représentative de la technologie de type planar classique de design hexfet. Cette structure est basée sur une filière technologique flexible développée au LAAS. La tenue en tension de ce composant est de 600V. La Figure 3-3 montre une coupe de la structure et indique le profil de dopage en fonction de la profondeur dans la cellule. Le Tableau 3-1

résume les différentes grandeurs des diverses régions de la cellule. Toutes les simulations ont été effectuées en 2D.

Région	Dopage (/cm^3)	Largeur (µm)	Profondeur (µm)
Source N	9.10^{19}	4	1,1
Caisson P	10^{18}	20	5
Prise P+	3.10^{19}	16	7
Epitaxie N-	10^{14}	40	50
Substrat N++	3.10^{19}	40	70

Tableau 3-1 : caractéristiques

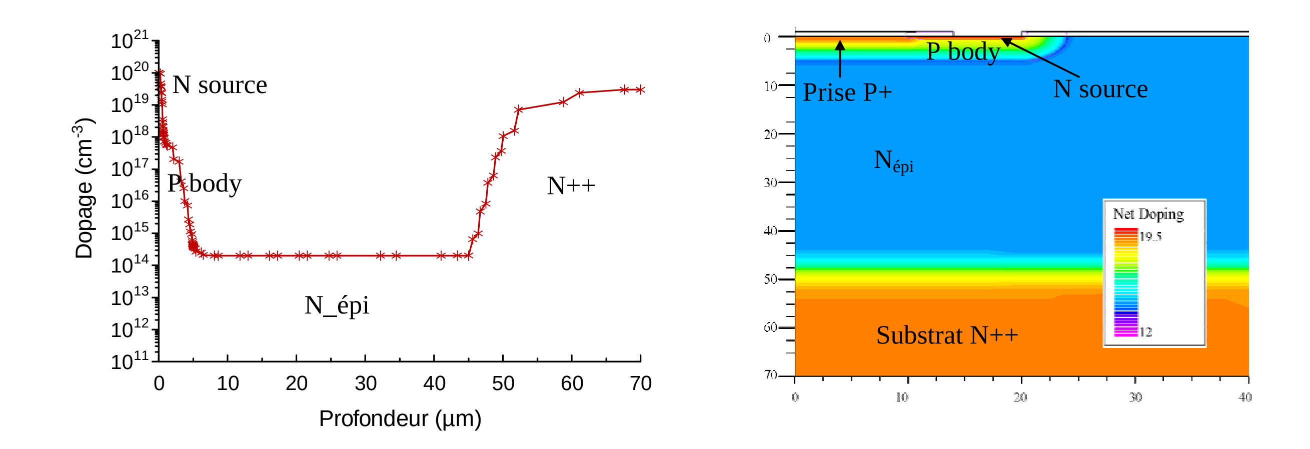


Figure 3-3: à gauche : profil de dopage de la cellule de MOSFET simulée en fonction de la profondeur. Section perpendiculaire de la cellule à travers la source, le corps P, la zone épitaxiée et le substrat N++. A droite : image de la demi-cellule simulée avec ses niveaux de dopage

3.2 Recherche du volume sensible

Le volume sensible est défini comme la région d'un composant initiant un évènement de type SEE pour des conditions d'ionisation minimum et quelque soit la nature de la particule incidente. Les charges permettant de déclencher un évènement à partir de ce volume sensible sont déposées et/ou générées soit dans cette région, soit dans une région adjacente. Dans ce dernier cas, les porteurs sont en transit dans le volume sensible. La localisation de ce volume permet de choisir le range des ions incidents permettant d'atteindre ce dernier pour les tests en accélérateur. D'autre part, les dimensions du volume sensible constituent des données d'entrée importantes pour le code de prédiction DASIE pour les VDMOS. Le volume sensible est défini pour des polarisations données. L'étude va porter sur une tension maximale de

polarisation du composant et donc pour un développement de la zone de charge d'espace maximum. Cette condition est choisie car elle correspond au cas le plus favorable au déclenchement d'un évènement.

Des simulations numériques sur une demi-cellule élémentaire de type VDMOS présentée dans le paragraphe précédent ont été réalisées afin de déterminer son volume sensible. Des tests expérimentaux sous laser et accélérateurs vont être réalisés afin de conforter les résultats obtenus par simulation. Il faut noter que des premières études de recherche du volume sensible des IGBTs par simulations ont aussi été effectuées.

3.2.1 Recherche du volume sensible par simulations

Dans ce paragraphe, des traces ionisantes simulant un ion lourd en incidence normale par rapport à la cellule élémentaire et de profondeurs de pénétrations différentes ont été simulées sur la structure définie dans le paragraphe 3.1.2 afin de déterminer le volume sensible. Deux cas de pénétration des ions, depuis la face avant et depuis la face arrière, permettent de délimiter l'épaisseur et la profondeur du volume. La position d'impact en surface se situe dans la région intercellulaire immédiatement à droite du canal puisque les précédentes études de simulations et d'expérimentations ont montré que cette région était la plus sensible aux charges déposées (cf. chapitre I paragraphe VI.1 et chapitre II, cartographies paragraphe V.2). Le volume est déterminé par le déclenchement d'un évènement associé au LET le plus faible. Ce LET minimum provoquant un SEB est recherché par simulations successives. Il faut noter qu'à la différence du cas réel, le LET est constant le long de la trace d'ionisation simulée afin de faciliter l'interprétation des résultats. La quantité de charge déposée peut donc être déduite de la relation Eq. 3-2.

$$LET\left[pC/\mu m\right]\cdot range[\mu m] = Q_{déposée}[pC] \qquad \text{Eq. 3-2}$$

L'indication donnée par la quantité de charge déposée ne nous a pas semblé le paramètre le plus pertinent vis-à-vis du seuil de déclenchement car toutes les charges déposées ne contribuent pas forcément au déclenchement du SEB.

Conditions des simulations:

Le rayon de la trace est de 0.05µm et la durée de la génération est de 2ps. Toutes les traces d'ionisation sont générées juste à proximité du canal (cf. Figure 3-4). Cette position qui est la plus sensible comme nous l'avons déjà vu permet en outre de simuler uniquement une

demi cellule et de gagner des temps de calculs. En effet, avec une telle position, l'influence d'une demi-cellule adjacente peut être considérée comme négligeable. Afin de pouvoir comparer plus facilement les résultats, l'ensemble des traces simulées est représenté sur le même schéma de la Figure 3-4 mais étalé suivant l'axe des abscisses. La cellule schématique a été élargie pour contenir toutes les traces et n'est donc pas à l'échelle suivant cet axe. Dans un premier temps, toutes les simulations sont effectuées pour une polarisation de 500V de la cellule qui correspond à la tension d'utilisation maximum fournie par la datasheet du fabricant.

Analyses des résultats de simulation par face avant:

La Figure 3-4 schématise le parcours d'ions dans une demi cellule de MOSFET et la Figure 3-5 reprend ces résultats sous forme de graphe donnant le LET minimum entraînant un SEB en fonction du range de l'ion. Les simulations montrent que le LET nécessaire pour amorcer un SEB diminue avec l'augmentation du range de l'ion dans la zone d'épitaxie N-. L'écart est significatif puisque le LET associé à un range de 10 µm est 8 fois supérieur au LET associé à un range de 50 µm. En effet, ces simulations ont été réalisées pour une tension de polarisation de 500 V, c'est-à-dire pour une extension de la zone de charge d'environ 50 µm qui correspond à la quasi-totalité de la profondeur de la zone épitaxiée. Ainsi, quelque soit les ranges, des charges sont systématiquement déposées dans la zone de charge d'espace. Un range important permet de générer des porteurs par avalanche dans la zone de charge d'espace et nécessite donc un faible LET. A contrario, un faible range nécessite un LET important puisque le parcours des charges déposées dans la zone de charge d'espace étant plus faible, il existe moins de génération par le phénomène d'avalanche. Le pire cas de déclenchement d'un SEB n'est donc pas celui d'une trace courte venant simplement mettre en conduction le transistor bipolaire parasite mais celui d'une trace longue traversant une grande partie de la zone de charge d'espace. Il existe une saturation du LET sur la Figure 3-4 à partir d'un range de 40 µm. Pour une polarisation de 500V, cette profondeur correspond à la zone sensible et il n'est donc pas nécessaire que la trace ionisante traverse entièrement la zone épitaxiée.

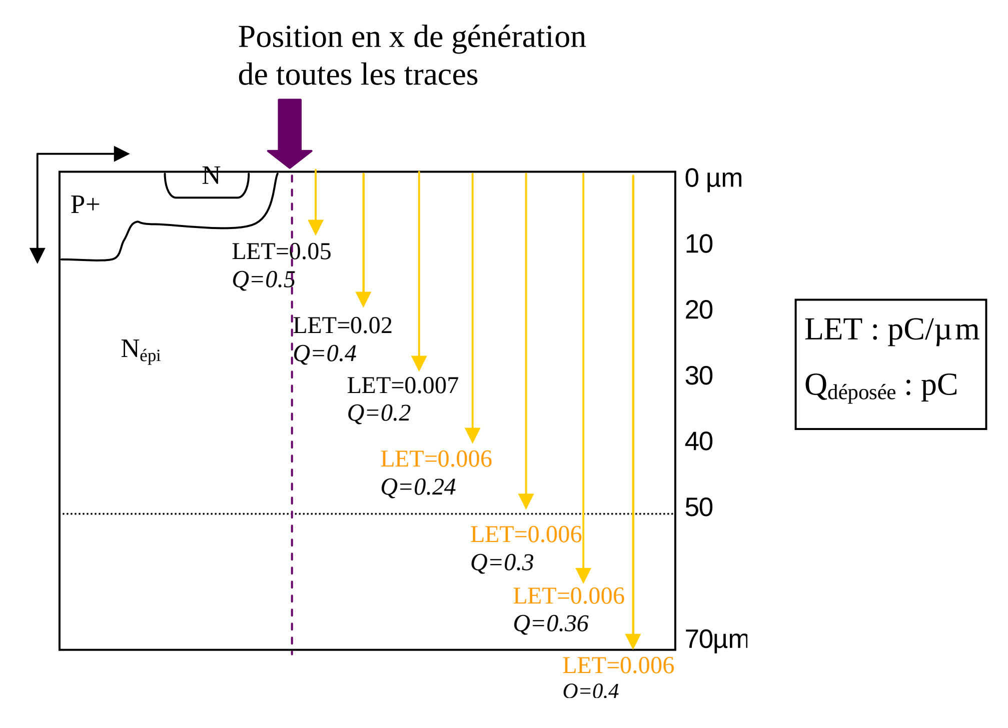


Figure 3-4: schématisation de traces d'ions arrivant en incidence normale sur la face avant et s'arrêtant à différentes profondeurs dans la cellule de MOSFET. Toutes les traces sont simulées à la même position suivant l'axe x, symbolisée par les pointillés verticaux violets

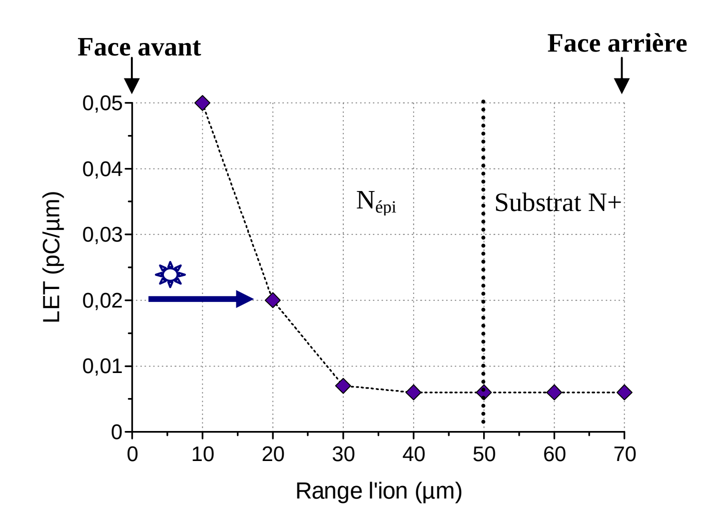


Figure 3-5: LET minimum provoquant un SEB en fonction de la profondeur de pénétration de l'ion arrivant en incidence normale sur la face avant de la cellule

Analyses des résultats de simulation par face arrière:

Les conditions de simulation en termes de polarisation et de positions de l'impact selon l'axe des abscisses sont identiques au cas des simulations par face avant. La Figure 3-6 schématise le parcours d'ions pénétrant par la face arrière dans une demi-cellule de MOSFET, et le graphe Figure 3-7 synthétise les résultats. De même que pour les résultats en face avant,

les simulations montrent que la valeur du LET nécessaire pour provoquer un SEB diminue avec l'augmentation du range de l'ion incident. Pour l'ion ne déposant aucune charge dans cette zone, c'est-à-dire traversant seulement le substrat N+, le LET requis pour déclencher un SEB est 30 fois plus important que pour l'ion parcourant 10 µm dans la zone $N_{épi}$ et 500 fois plus important que pour l'ion traversant toute la cellule. En effet, les charges déposées dans le substrat N+ ne se situent pas dans le champ électrique. Seuls les trous collectés au contact de source traversent la zone de charge d'espace et peuvent donc être multipliés, les électrons étant directement collectés au contact de drain, ils ne peuvent participer à la multiplication par avalanche contrairement aux électrons directement déposés dans la zone de charge d'espace située dans la zone épitaxiée. Par ailleurs, la Figure 3-7 montre qu'à partir d'un range de 40 µm (c'est-à-dire 20 µm dans la région épitaxiée polarisée en inverse) l'évolution du LET nécessaire pour déclencher un SEB est moins importante. Cependant, et contrairement à la saturation franche du LET observée dans le cas d'un impact par face avant (cf. Figure 3-5), il existe une légère diminution du LET à partir d'un range de 40 µm. Contrairement à un ion impactant par la face avant, le LET le plus faible déclenchant un évènement est obtenu pour les ions traversant la totalité de la zone épitaxiée. Pour ce dernier cas, il existe un écart uniquement de 17% sur le LET avec celui obtenu avec un range de 40 µm. En d'autres termes, pour une polarisation de 500V, le volume sensible peut être défini à partir d'un range de 40 µm.

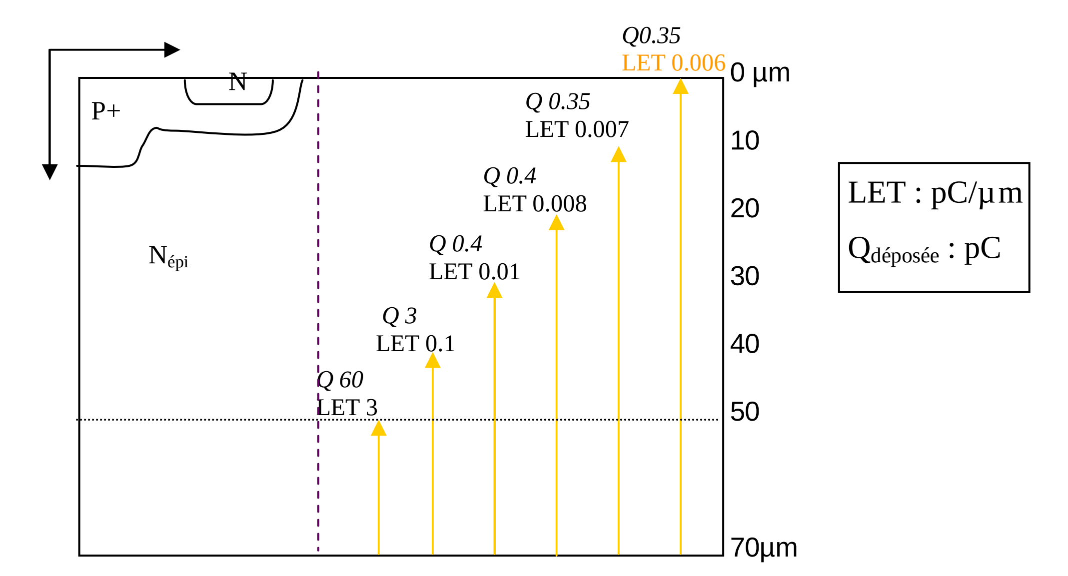


Figure 3-6: schématisation de traces d'ions arrivant en incidence normale sur la face arrière et s'arrêtant à différentes profondeurs dans la cellule de MOSFET. Toutes les traces sont simulées à la même position suivant l'axe x, symbolisée par les pointillés verticaux violets

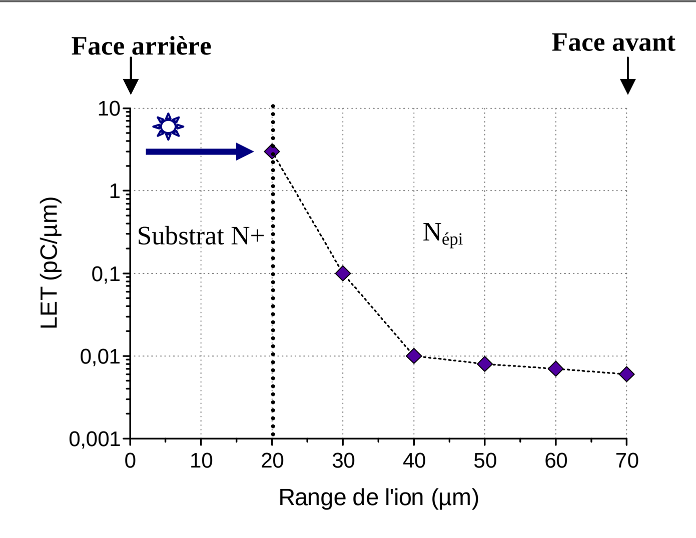


Figure 3-7: LET minimum provoquant un SEB en fonction de la profondeur de pénétration de l'ion arrivant en incidence normale sur la face arrière de la cellule

Synthèse des résultats en face avant et face arrière :

La Figure 3-8 récapitule les résultats obtenus en face avant et en face arrière pour une polarisation de 500V. La profondeur la plus sensible que doit atteindre la trace ionisante, c'est-à-dire pour laquelle le LET nécessaire pour engendrer un SEB devient très faible, est identique que ce soit pour un impact face avant ou pour un impact face arrière. Elle se trouve approximativement au milieu de la zone de charge d'espace puisque la polarisation est, rappelons le, de 500V. A cette profondeur, les électrons et les trous générés par la trace ionisante possèdent suffisamment "d'espace" pour être multipliés par le phénomène d'impact par avalanche et nous sommes donc dans l'optimum de génération des électrons et des trous. En fait, chaque type de porteur parcourt une distance égale à la moitié de la zone de charge d'espace. En réalité, la profondeur n'est pas exactement située au milieu de la zone de charge d'espace mais à une profondeur de 30 µm, ce qui correspond à un décalage d'une dizaine de microns vers la région de substrat N+. Ainsi, les électrons possèdent un parcours d'environ 20 µm et les trous de 25 µm (en effet, la profondeur de jonction est de 5 µm). Cet écart entre les distances nécessaires aux trous et aux électrons peut s'expliquer par un plus faible coefficient d'ionisation des trous qui doivent donc parcourir une plus grande distance en compensation.

En conclusion, le volume sensible pour 500V est défini par un impact dans la région intercellulaire ou dans le canal et à partir du moment où la trace ionisante atteint le milieu de la zone de charge d'espace à partir de la face avant ou de la face arrière.

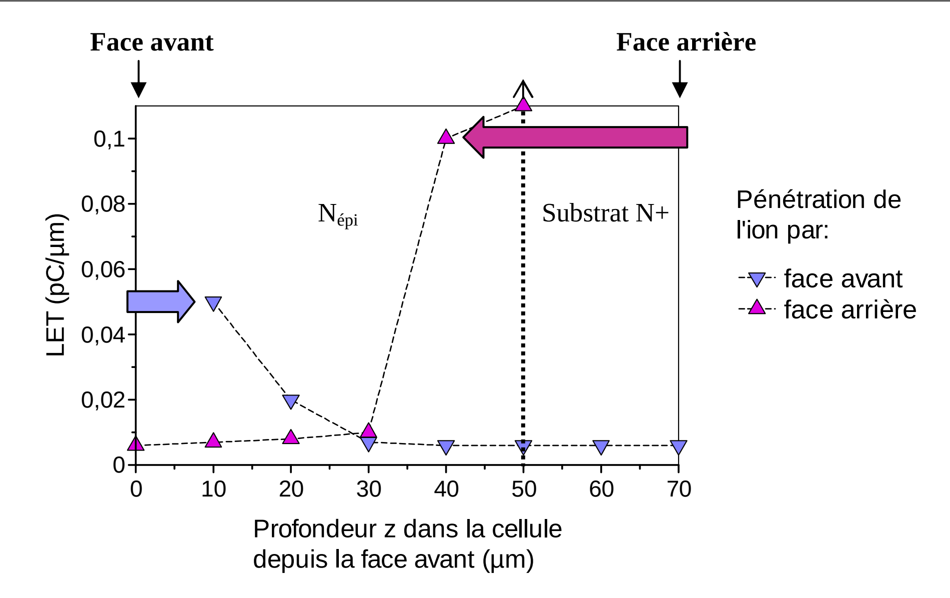


Figure 3-8: LET minimum provoquant un SEB en fonction de la profondeur de pénétration de l'ion depuis la face avant ou la face arrière pour une polarisation de 500V

3.2.2 Recherche expérimentale du volume sensible en accélérateur

Des tests de sensibilité au SEB à l'aide de l'accélérateur ont été réalisés afin de valider expérimentalement les résultats obtenus par simulation. Le MOSFET testé est le MOS de 500V de type 1, déjà utilisé et présenté dans le chapitre II (cf. paragraphe IV.3). Il faut rappeler que ce MOS est de technologie classique, de type planar de même que pour les simulations. Le MOS 1 de même technologie n'a pas été testé car ce composant s'est trouvé très sensible au phénomène de SEGR. Les tests ont été conduits au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (le GANIL à Caen). Les ions lourds choisis ont eu comme caractéristiques un LET élevé afin que celui-ci ne soit jamais le paramètre limitant dans le déclenchement du SEB. Les profondeurs de pénétrations varient de 64 à 258 µm. l'impact des ions se fait en face avant et en face arrière et les différents amincissements du substrat (face arrière) permettent de fixer des parcours atteignant la zone épitaxiée. Le Tableau 3-2 récapitule les caractéristiques des ions disponibles et utilisés.

LET ($MeV.cm^2/mg$)	Range in Si (µm)	Energie (GeV)
72	258	5
95	92	2
98	64	1

Tableau 3-2 : LETs, ranges et énergies des ions plomb utilisés au GANIL

Différentes configurations de tests ont été mises en place afin de varier plus encore l'influence de la pénétration des ions dans le but de déduire le volume sensible. Ces configurations sont schématisées sur la Figure 3-9. Dans le cas (a), l'ouverture est faite chimiquement du coté de la face avant, c'est le cas des irradiations classiques. Dans les cas (b) et (c), l'ouverture est faite en face arrière, avec un amincissement partiel du substrat de silicium de 200 à 300 µm, permettant des irradiations par la face arrière atteignant la zone épitaxiée N-.

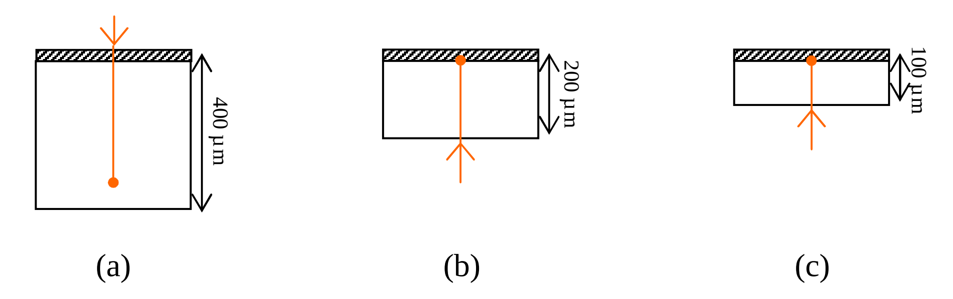


Figure 3-9: schémas des différentes ouvertures pour les tests ions lourds : (a) ouverture face avant pour les ions lourds, (b) ouverture face arrière avec amincissement de 200µm, (c) ouverture face arrière avec amincissement de 300µm

La Figure 3-10 synthétise les conditions de manipulation. Les pointillés à 100 et 200µm symbolisent l'épaisseur des plaquettes après amincissements pour des impacts en face arrière. Ainsi, en fonction du range, les ions peuvent traverser la plaquette ou bien s'arrêter dans le volume du cristal. Dans le cas des impacts face avant, les plaquettes ne sont pas amincies. Les traits verticaux roses représentent le parcours de l'ion dans le volume du composant arrivant par la face avant ou par la face arrière amincie (indiqué par les flèches). Pour chacune des configurations indiquées sur cette figure, la tension V_{DS} seuil provoquant un SEB est recherchée.

Dans un premier temps, nous allons analyser les traces de LET 95 MeV.cm²/mg et range 92 µm (traces 2, 5 et 6). Les traces 2 et 5 initient un Burnout pour une tension seuil de 100V. L'extension de la zone de charge d'espace est de 30µm pour cette tension. L'ion de la trace numéro 2 traverse entièrement cette zone de charge d'espace alors que l'ion de la trace numéro 5 ne parcours que 22µm dans la zone de charge d'espace. Il devrait donc y avoir une légère différence sur les tensions seuils mais, le niveau des LETs d'une part et le pas d'incrémentation de la tension (10V) d'autre part, empêche de la quantifier. La trace numéro 6 quant à elle ne déclenche aucun évènement même pour la tension maximum de 500V. En effet, cette trace n'atteint pas la zone épitaxiée qui est, rappelons-le, de 50µm. La première conclusion intermédiaire est de confirmer ce qui avait été trouvé par la simulation, à savoir que pour déclencher un évènement, l'ion doit atteindre la zone de charge d'espace.

Les traces 3 et 4 sont effectuées pour un LET de 98 MeV.cm²/mg et un range de 64 µm. Dans les deux cas, il existe un déclenchement avec une tension de seuil de 100V pour la trace 3 et de 200V pour la trace 4. Pour la trace 3 en face avant, l'ion traverse toute la zone de charge d'espace de 30µm et déclenche un évènement. Or pour cette tension de 100V, la trace 4 ne pénètre uniquement que de 6µm dans cette zone, ce qui est insuffisant pour déclencher un évènement et conduit naturellement à l'augmentation de la tension seuil. Ainsi, à 200V la zone de charge d'espace est de 40µm et l'ion y parcourt donc 14µm. Ce résultat confirme que l'ion doit pénétrer suffisamment dans la zone de charge d'espace pour déclencher un évènement. Nous avions trouvé en simulation que le volume sensible devait aller jusqu'à la moitié à peu prés de la zone de charge d'espace avec un léger décalage vers la région N+ lié à la différence des coefficients d'ionisation entre les électrons et les trous. La valeur de 14µm confirme ce constat puisque l'ion s'arrête à 1/3 de la zone de charge d'espace.

Les traces 1, 7 et 8 ont pour caractéristiques un LET de 72 MeV.cm²/mg, donc plus faible que les traces étudiées précédemment, et un range maximum de 258µm. Les traces 7 et 8 traversent entièrement les plaquettes amincies. Les tensions de seuil pour les trois traces sont ici aussi de 100V ce qui conduit à dire qu'elles traversent entièrement la zone de charge d'espace. La comparaison de ces traces montre que la génération de charges en dehors de la zone de charge d'espace est superflue pour déclencher un évènement lorsque l'ion a déjà traversé la zone de champ électrique.

La comparaison des traces 4 et 8 indique clairement que si l'ion pénètre suffisamment dans la zone de charge d'espace, un évènement peut être déclenché avec un LET plus faible et une tension de seuil plus faible. La pertinence du parcours des ions dans la zone de charge d'espace est donc évidente.

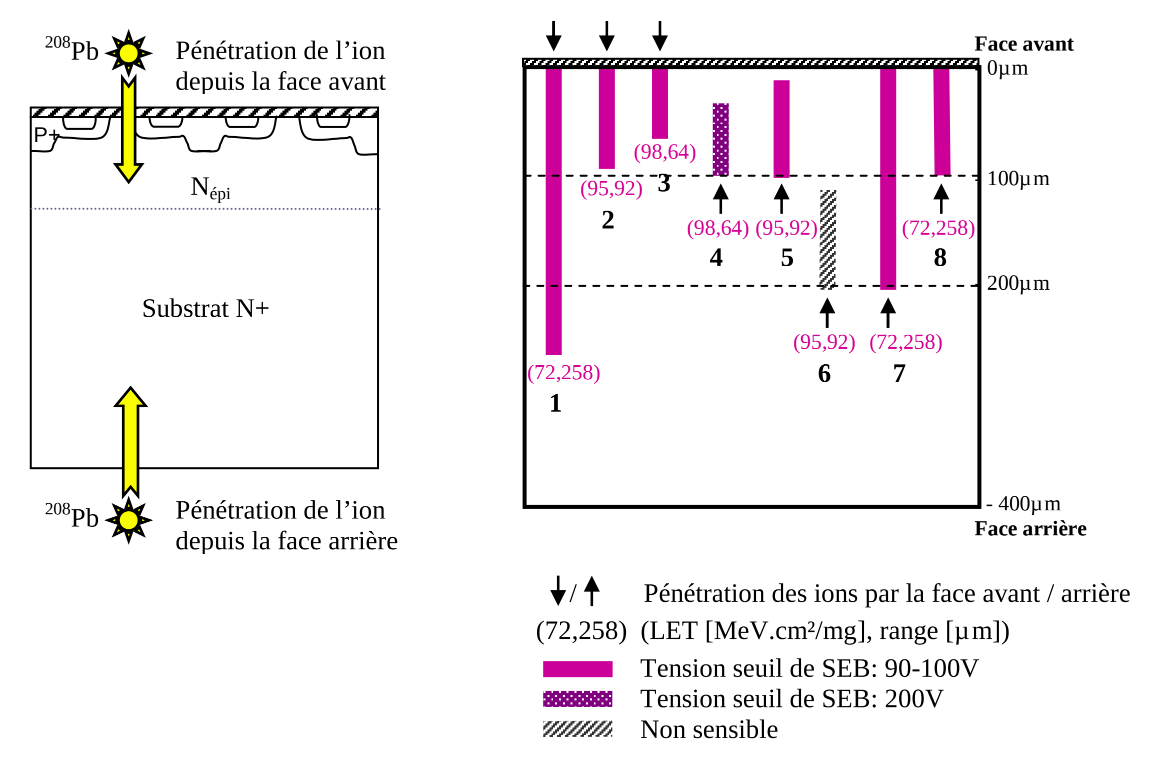


Figure 3-10: schéma des traces d'ionisation pénétrant par la face avant ou arrière dans une cellule MOSFET d'IRF830A IR.

Les Figure 3-11 a et b synthétisent, en les présentant de manière différente, les résultats présentés sur la Figure 3-10 en les comparant avec des simulations effectuées dans des conditions de tension et de LET similaires et en y ajoutant les tensions seuils. Les simulations ont été réalisées sur la demi cellule de VDMOS présentée partie 3.1.1. La Figure 3-11 (a) synthétise les résultats face arrière et la Figure 3-11 (b) synthétise les résultats face avant. Les LETs ne sont pas indiqués sur les graphiques puisqu'ils sont de toute façon très suffisants pour induire un Burnout et que donc, l'absence d'évènement ou une tension seuil plus importante est causé par un range insuffisant dans le volume sensible.

Sur la Figure 3-11 a, le résultat expérimental qui ne montre aucun déclenchement quand l'ion n'atteint pas la zone épitaxiée (point avec une flèche vers le haut) est conforté par la simulation. Les déclenchements n'interviennent que lorsque les ions atteignent la zone de charge d'espace. L'ion déclenchant un SEB à partir de 200V ne traverse pas toute la zone de charge d'espace et nécessite donc une tension plus importante. Les ions arrivant jusqu'à la face avant, c'est-à-dire traversant tout ou une grande partie de la zone de charge d'espace, constituent la configuration pire cas au vu du SEB et déclenchent au plus faible niveau de tension possible, dès 100V.

Sur la Figure 3-11 b, les trois ions représentés sur le graphe traversent toute l'épitaxie et s'arrêtent plus ou moins loin dans le substrat fortement dopé N+. Ces ions déclenchent tous un SEB dès 100V, quelque soit leur parcours dans le substrat. Ce résultat vient appuyer l'hypothèse selon laquelle la zone épitaxiée dans laquelle se trouve la zone de charge d'espace correspond au volume sensible, puisque déposer des charges au delà n'abaisse pas la tension seuil de déclenchement. Des simulations ont été faites pour des ions arrivant par la face avant et s'arrêtant à différentes profondeurs dans l'épitaxie. Leur LET est fixé à une valeur élevée et la tension minimum provoquant un Burnout est recherchée. Les simulations montrent que la SOA est d'autant plus surestimée que le parcours des ions est faible dans la zone de charge d'espace.

En conclusion de ce paragraphe, les résultats de tests en ions lourds confortent les simulations présentées dans le paragraphe précédent. Le positionnement du volume sensible est situé dans la région épitaxiée du VDMOS et de manière plus précise, à la zone de charge d'espace. Pour une tension suffisante, un évènement ne peut être déclenché que si l'ion parcourt une distance non négligeable de cette zone.

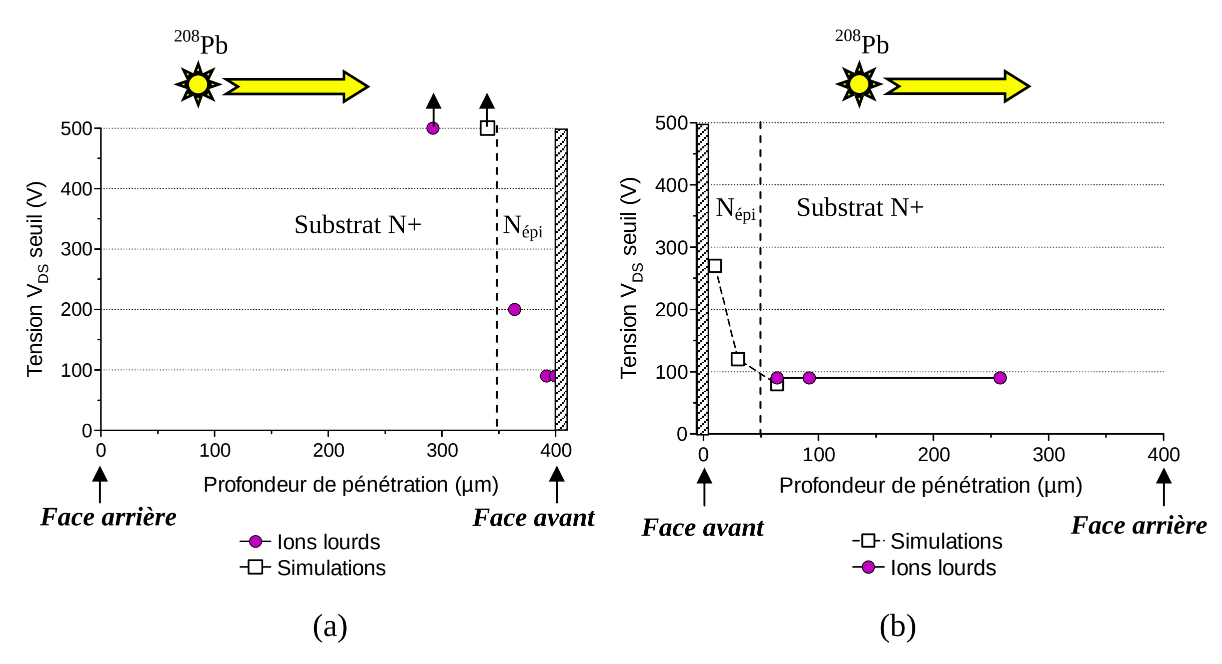


Figure 3-11: tension seuil de SEB en fonction de la pénétration de l'ion dans le MOS 3 (500V) (a) pour un ion en incidence normale en face arrière (b) pour un ion en incidence normale en face avant

3.2.3 Recherche du volume sensible à l'aide du laser

Des tests de sensibilité au SEB à l'aide du laser sont réalisés afin de conforter les résultats expérimentaux et ceux obtenus par simulation. Le MOSFET testé est le même que celui utilisé et présenté dans le chapitre II (cf. paragraphe IV.3), à savoir le MOS de 500V de type 3. Contrairement aux tests ions lourds, il est possible d'utiliser tous les types de MOS puisque le laser ne génère pas de dégradations de l'oxyde de grille. Nous avons complémenté ces tests par le MOS de 1kV de type 5. Il faut rappeler que les tests laser ne permettent pas de définir des ranges puisque le faisceau traverse systématiquement la totalité de la puce. Cependant, il est possible de focaliser le faisceau de manière à obtenir une densité photonique importante à une profondeur voulue. Ceci veut dire que la densité de paires électron-trou générées au point de focalisation est plus importante que sur le reste du parcours du laser. Le déplacement de ce point de focalisation permet de déterminer les zones les plus sensibles. Les tests sont réalisés à partir de la face arrière du composant mais pour une meilleure lisibilité des résultats, ceux-ci seront présentés depuis la face avant (0µm correspond à la surface avant). La Figure 3-12-a représente l'énergie laser minimale requise pour déclencher un Burnout sur le MOS de type 3 en fonction de la profondeur de focalisation du laser et pour des tensions de polarisation de 200V et 400V. Si le laser est focalisé dans la zone épitaxiée, l'énergie nécessaire pour déclencher un évènement est minimale. Par contre, si le laser est focalisé dans la région N+, l'énergie nécessaire pour déclencher un évènement est plus importante et augmente avec l'éloignement de ce point de focalisation. La zone épitaxiée apparaît une nouvelle fois comme étant le volume sensible. Ce résultat corrobore parfaitement ceux obtenus par la simulation et présentés dans la Figure 3-8. D'autre part, l'énergie laser nécessaire pour déclencher un évènement, quelque soit le point de focalisation, est supérieure pour la tension de 200V. Ceci est la conséquence de la compensation d'une zone de charge d'espace plus étroite à 200V qu'à 400V. Si on regarde de manière plus précise le niveau d'énergie nécessaire pour déclencher un évènement dans la région épitaxiée, on remarque que les plateaux ne possèdent pas la même largeur. Le plateau pour 200V est plus court que celui correspondant à la tension de 400V. Ceci traduit très clairement, comme nous l'avons vu lors des simulations et des tests ions lourds, que la zone sensible correspond plus particulièrement à la région délimitée par l'extension de la zone de charge d'espace.

Il nous a semblé intéressant, dans l'optique de démontrer l'intérêt du laser dans le cadre de notre étude, de tester une structure possédant une tenue en tension différente afin de valider ce type d'expérimentation. La Figure 3-12-b est réalisée pour le MOS de type 5 de 1kV,

polarisé à 300V. L'allure de la courbe est identique à celle obtenue précédemment et montre un plateau qui décroche un peu avant la jonction $N_{épi}$/N+. L'analyse conduit aux mêmes conclusions que celles données pour le MOS de type 1 et valide de fait l'utilisation du laser.

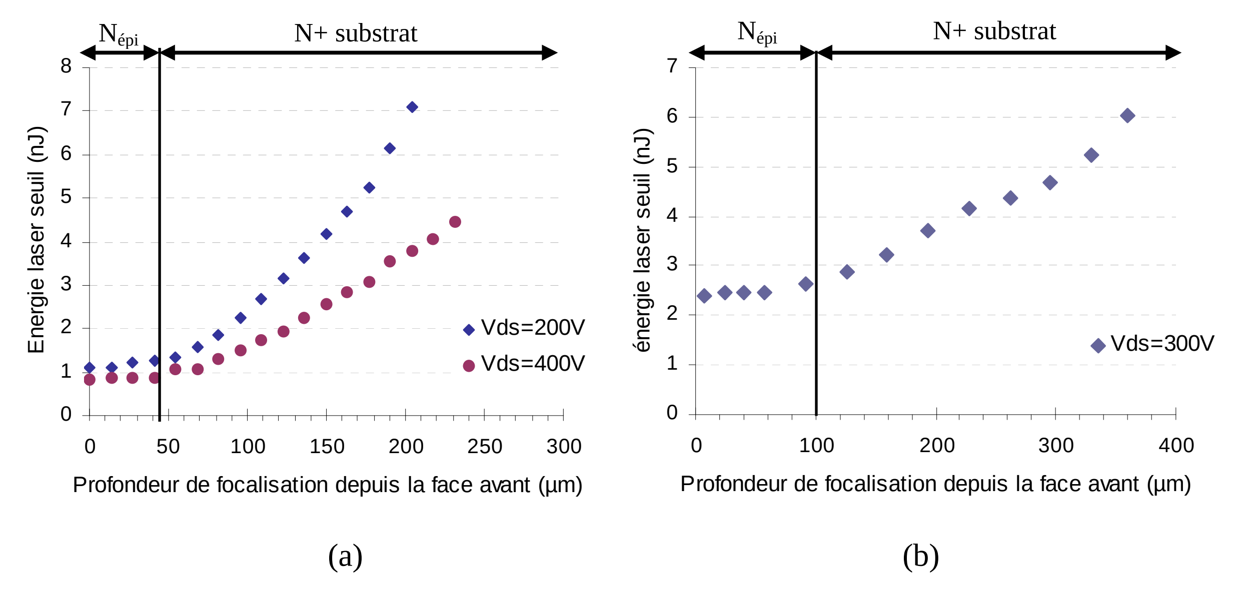


Figure 3-12: énergie laser minimum déclenchant un SEB en fonction de la profondeur de focalisation du laser (a) pour le MOS 3 (500V) (b) pour le MOS 5 (1000V)

En conclusion intermédiaire de ce paragraphe concernant la recherche du volume sensible d'un VDMOS classique de type planar, nous pouvons dire que les simulations, les tests ions lourds et les tests laser convergent vers la même localisation de ce volume. Il correspond en profondeur à la région d'épitaxie et plus particulièrement à la zone de charge d'espace. En surface, il est localisé à la région intercellulaire et au canal, résultat connu grâce à l'étude portant sur la cartographie (et ceux aussi décrits dans la littérature).

La connaissance de ce volume va permettre lors de tests en accélérateur de choisir des ions de range adapté afin de ne pas surestimer la SOA d'un composant ou sous-estimer sa section efficace. Cette donnée nous sera d'autre part utile pour développer le code de prédiction DASIE pour les MOSFETs de puissance.

3.3 Recherche des critères de déclenchement du SEB à l'aide des simulations

Maintenant que le volume sensible dans un VDMOS classique de type planar est déterminé, il est nécessaire de trouver des critères de déclenchement du phénomène de SEB afin d'adapter le code de prédiction DASIE aux MOSFETs de puissance. Ces critères de déclenchement, qui doivent être relativement simples et accessibles, sont des conditions permettant de statuer sur le déclenchement ou non d'un évènement. Ces critères peuvent par exemple porter sur la tension inverse de polarisation, sur les caractéristiques de la particule incidente, sur son parcours dans le volume sensible… Si les différentes conditions définies sont remplies, un évènement est alors comptabilisé.

L'influence du range, de la profondeur de dépôt de charge et de la tension de polarisation sur le phénomène de SEB ont été étudiés grâce à des simulations de traces ionisantes verticales et horizontales de différentes longueurs et générées au sein du volume de la cellule de VDMOS polarisée à différentes tensions. L'évolution des LETs seuils déclenchant un évènement ainsi que du champ électrique dans la cellule ont été observés en particulier. L'ensemble des résultats de simulation va donc nous permettre de dégager des critères de déclenchement du SEB.

3.3.1 Traces ionisantes verticales générées à différentes profondeurs au sein de l'épitaxie

Cette partie étudie le cas d'ions générés verticalement dans le volume de la demi-cellule du VDMOS. Les traces ont des longueurs de 10, 20, 30, 40 et 50µm et sont générées à partir de différentes profondeurs dans la région épitaxiée qui est le lieu définissant le volume sensible. L'abscisse de génération reste celle définie dans le paragraphe précédant (cf. partie 3.2.1), c'est à dire dans la région intercellulaire à proximité du canal qui est la plus sensible. Les simulations sont faites pour deux tensions de polarisation : 200V et 500V. Pour chaque cas, on recherche le LET minimum provoquant un SEB.

La Figure 3-13 et la Figure 3-17 représentent les résultats obtenus pour des tensions de 200 et 500V respectivement. De même que dans le paragraphe 3.2.1, les traces ionisantes sont générées le long de l'axe violet représenté en pointillés. Afin de faciliter la comparaison et la lecture des résultats, les traces sont représentées de façon décalée suivant l'axe des abscisses.

La présence d'une étoile indique que ces positions sont les plus sensibles puisque leur LET est le plus faible.

Afin de permettre au lecteur une bonne compréhension de l'analyse des résultats, nous rappelons que les électrons et les trous sont collectés aux contacts de source et de drain respectivement (cf. Figure 3-1 paragraphe 1.2). En outre, deux conditions sont requises afin que les porteurs puissent être multipliés par le mécanisme d'ionisation par impact : les électrons et les trous doivent atteindre leurs vitesses de saturation sous l'effet d'un champ électrique et ils ont besoin de parcourir une distance minimum à cette vitesse afin d'acquérir l'énergie suffisante pour pouvoir créer une nouvelle paire électron-trou [KUB04]. Ainsi, plus les porteurs parcourent de distance dans la zone de charge d'espace, plus le nombre de paires qu'ils génèrent est important, autrement dit plus le taux de multiplication est grand.

Analyse des résultats pour les simulations à partir des Figure 3-13 *et* Figure 3-17 *:*

L'intérêt de réaliser des analyses à 200V sur des structures de tenue en tension de 500V est de prendre en compte les cas où la zone de charge d'espace ne s'étale pas entièrement dans la zone épitaxiée. D'autre part, d'un point de vue applicatif cette tension correspond à peu prés à la tension de fonctionnement en régime normal.

Une première observation est que le LET minimum requis pour entraîner un SEB diminue lorsque le range de la trace augmente, et ce quelque soit sa profondeur de génération dans la zone de charge d'espace. Cette observation rejoint la conclusion des résultats des simulations et des tests ions lourds présentés dans les paragraphes 3.2.1 et 3.2.2, à savoir que l'efficacité des porteurs déposés est d'autant plus grande que ceux-ci sont déposés dans la zone de charge d'espace où s'étend le champ électrique.

Considérant chaque longueur de range séparément, suivant la position en profondeur de la trace ionisante, le LET nécessaire pour déclencher un SEB varie et il existe un optimum pour le dépôt de charges. Pour une polarisation de 200V, la zone de charge d'espace s'étend sur un peu moins de 40 µm. La Figure 3-13 montre clairement que les traces positionnées en dehors de cette zone nécessitent un LET beaucoup plus important puisqu'un seul type de porteur est à l'origine de la multiplication en traversant la zone de champ électrique. Par ailleurs, et comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3.2.1, pour que les porteurs puissent être multipliés au plus grand nombre par le mécanisme d'ionisation par impact, le parcours des électrons et des trous dans la zone de charge d'espace doit être aussi grand que possible.

Les électrons et les trous circulant en sens opposé et le coefficient d'ionisation des trous étant plus faible que celui des électrons, le parcours des trous dans la zone de charge d'espace doit être légèrement supérieur à celui des électrons. Ainsi, la profondeur optimum du dépôt des charges se situe un peu plus bas que le milieu de la zone de charge d'espace (cf. Figure 3-8).

De ces premiers constats, on pourrait être amené à penser qu'un dépôt de charges ponctuel au niveau du centre de la zone de charge d'espace constitue le cas le plus efficace entrainant un Burnout. Cependant il n'en est rien au regard des résultats des simulations. En effet, le range des traces a une influence sur le phénomène de Burnout puisque la quantité de charges déposées au LET seuil diminuent avec l'augmentation du range. En effet, il n'est pas équivalent de déposer la même quantité de charges sur 10µm ou 30µm : le cas le plus favorable pour un range de 10µm nécessite une charge beaucoup plus élevée que le cas optimum pour un range de 30µm, à savoir 6 pC contre 2 pC respectivement (Figure 3-13 (a) et (c)). C'est aussi ce que l'on voit sur les valeurs de LET. En effet, dans le cas du positionnement optimum des traces, s'il n'existe qu'un rapport de 3 entre le range de 10µm et de 30µm, il faut par contre un rapport de 9 sur les LETs ($LET_{10\mu m}/LET_{30\mu m} \approx 9$) pour déclencher un SEB. Il apparaît donc plus efficace de déposer sur 30µm que sur 10µm à positionnement de traces identique (Figure 3-13 (a) et (c)). Cela signifie d'ores et déjà que le critère de déclenchement ne peut pas être uniquement un critère portant sur la charge déposée mais plus vraisemblablement sur des associations de critères dont l'influence du range fait parti.

L'influence du range des traces sur le phénomène de SEB peut s'expliquer comme suit. Le mécanisme de SEB est lié à deux mécanismes, l'avalanche et la mise en conduction du transistor bipolaire qui s'auto-alimentent en charges. Afin que le phénomène de Burnout devienne irréversible, les mécanismes d'avalanche et de conduction du transistor bipolaire doivent être maintenus. C'est-à-dire que l'avalanche doit être alimentée par le courant d'électrons injecté par le transistor bipolaire et ce dernier doit être alimenté par le courant de trous provenant du mécanisme d'avalanche. L'observation systématique du champ électrique dans la structure simulée suite à un Burnout nous a montrés que le taux de multiplication des porteurs par avalanche était toujours le plus fort au niveau de l'homo-jonction N-/N+, lieu du maximum du champ électrique en fin de simulation, c'est-à-dire bien après le Burnout. C'est en effet cette configuration du champ électrique qui permet d'obtenir le plus fort taux de multiplication des trous par impact, assurant au transistor bipolaire un courant de base suffisant afin que ce dernier reste allumé. Considérons la configuration initiale du champ

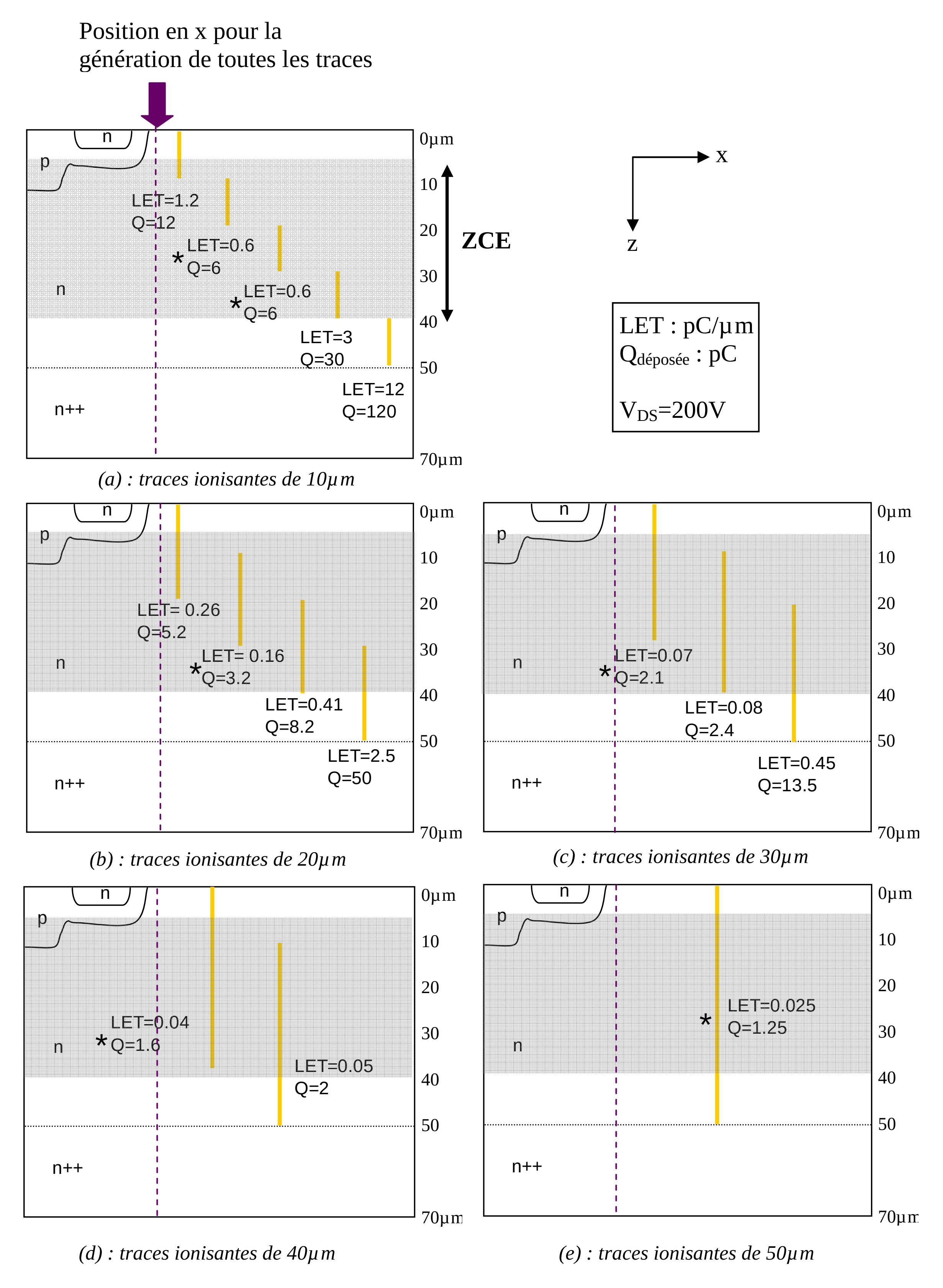


Figure 3-13: schématisation de traces ionisantes dans la demi-cellule de MOSFET polarisée à 200V. Les traces sont positionnées à la même abscisse x mais à différentes profondeurs et sont simulées chacune indépendamment. La longueur des traces est de : (a) 10 µm, (b) 20 µm, (c) 30 µm, (d) 40 µm et (e) 50 µm. Le LET est en pC/µm, la charge Q est en pC et le range en µm

électrique dans Figure 3-14 (courbe à $t_{initial}$). Dans cette configuration, les électrons situés proches de la surface du composant rencontrent un champ électrique intense et une profondeur maximale de la zone de charge d'espace leur permettant d'être accélérés et multipliés par impact de manière significative. Les trous en revanche n'ont plus qu'une faible distance à parcourir dans le champ électrique lorsqu'ils rencontrent les plus fortes valeurs de ce dernier. Ils sont par conséquent multipliés en moins grand nombre que les électrons, et ce d'autant plus que leur coefficient d'ionisation est plus faible. Dans la configuration finale du champ électrique suite à un Burnout, lorsque celui-ci est maximum au niveau de la jonction N-/N+ (Figure 3-14, courbe à t_{final}), le phénomène est inversé et les trous peuvent être multiplié par impact en plus grand nombre, compensant en outre leur plus faible coefficient d'ionisation α_p. Ce courant de trous provenant de l'avalanche est plus critique que le courant d'électrons provenant de l'avalanche puisque, comme nous l'avons dit, il assure l'état en conduction du transistor bipolaire qui à son tour permet d'entretenir le phénomène d'avalanche par l'injection d'un courant d'électrons. Le déplacement du maximum du champ électrique de la jonction P+/N- à la jonction N-/N+ est du à l'effet Kirk ([KIRK62], [HOHL89]). Le courant provenant de la collection des charges déposées par l'ion modifie la pente du champ électrique. Cette pente du champ électrique s'écrit en effet en partant de l'équation de Poisson :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon}$$

$$\text{En se plaçant du côté N de la jonction Base/Collecteur c'est-à-dire } P_{body} / N_{épi} : \qquad \text{Eq. 3-3}$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\varepsilon}(N_d - n(x)) = \frac{q}{\varepsilon}\left(N_d - \frac{J_n}{qv_n}\right)$$

Si la densité de porteurs J_n augmente telle que le terme J_n/qv_n devient supérieur au dopage N_d de la couche $N_{épi}$, la pente du champ électrique s'inverse et le maximum du champ se déplace de la jonction émetteur/base (P/N-) vers la jonction épi/substrat. Ainsi, une trace traversant la région épitaxiée sera plus favorable à l'effet Kirk pour l'établissement d'un courant J_n qu'un dépôt de charges ponctuel. La Figure 3-15 illustre l'effet Kirk observé sur notre structure de transistor MOS bloquée, suite à un impact ionisant déclenchant un Burnout. L'influence du range peut donc être expliquée par ce phénomène de déplacement du champ électrique avec les densités de courant circulant dans la zone de charge d'espace dans le cas où les porteurs deviennent en concentration très largement supérieur au dopage de la région épitaxiée.

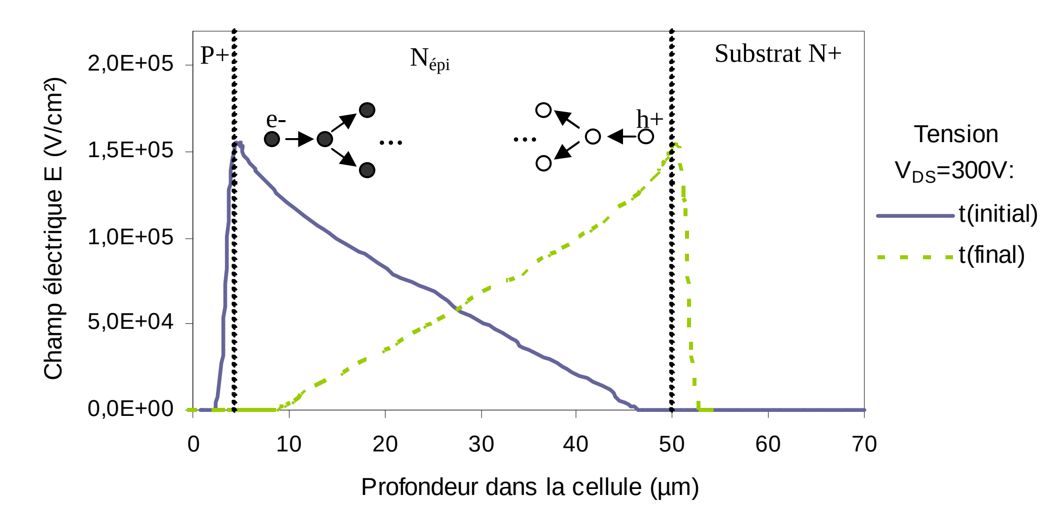


Figure 3-14 : allure du champ électrique dans la cellule de VDMOS simulée avant un impact ionisant ($t_{initial}$) et après un SEB (t_{final})

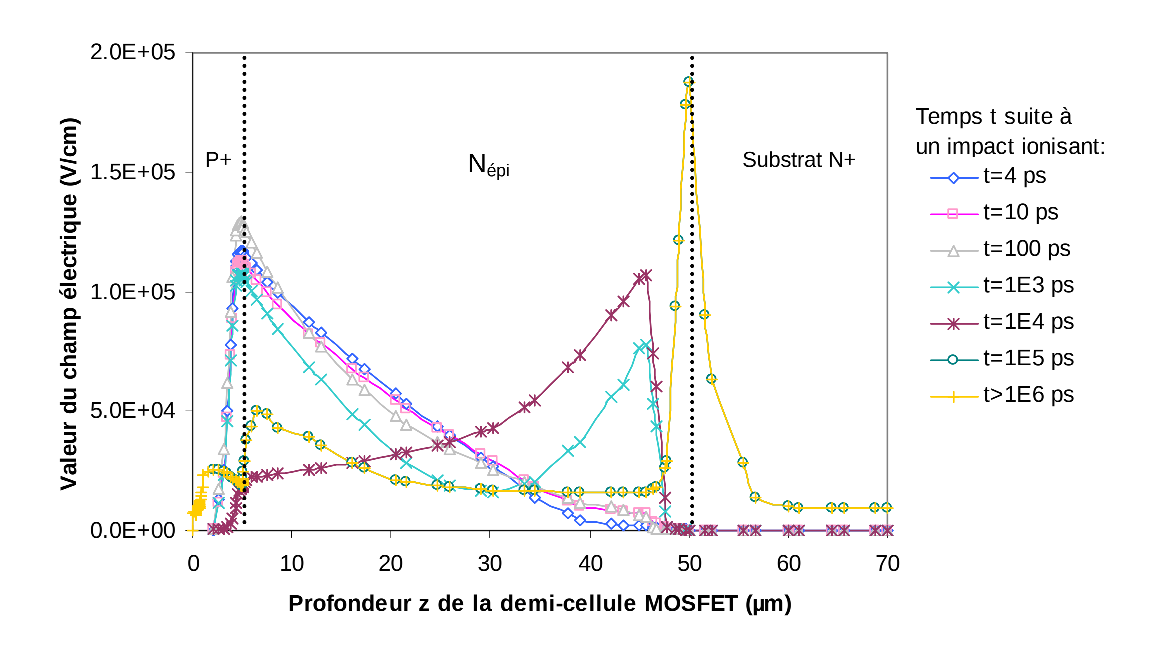


Figure 3-15: évolution du champ électrique suite à un impact ionisant vertical traversant toute l'épitaxie (en t=2 ps) dans la demi-cellule de MOSFET polarisée à 200V

Pour une polarisation de 200V, le cas le plus favorable au déclenchement d'un SEB est donc celui où l'ion traverse toute la région épitaxiée profonde de 50 µm. Cette configuration requiert le plus faible LET et la plus faible quantité de charges déposées. Pour des traces plus courtes, au regard de la Figure 3-13 (d), par comparaison des niveaux de LET et de charge requis pour entrainer un Burnout suivant la position de celles-ci, il apparaît clairement que les traces doivent traverser toute la zone de charge d'espace afin d'avoir un maximum d'efficacité pour déclencher un Burnout.

La Figure 3-17 reprend les simulations de la Figure 3-13 pour une polarisation de 500V, c'est-à-dire pour une tension proche du claquage de la cellule. On retrouve les constations réalisées pour les simulations faites à 200V avec en plus des variations de LET et de charges déposées entre chaque simulation relativement faibles dues au très fort champ électrique déjà établi dans la zone épitaxiée N- (cf. Figure 3-16 représentant la valeur du champ électrique en fonction de la profondeur et de la tension). La quantité de charges déposées au LET seuil varie relativement peu entre les traces de 30, 40 et 50 µm. Pour une polarisation de 500V, le cas le plus favorable à l'apparition du SEB n'est plus celui où l'ion traverse toute l'épitaxie, mais correspond à celui où l'ion ne pénètre que de 30 µm dans le volume sensible, à partir de la surface ; les pénétrations supérieures apportent une quantité de charges supplémentaire superflue du fait du champ électrique important déjà établi dans la cellule.

En conclusion, les critères de déclenchement du SEB dans les VDMOS portent sur le range et le LET. Les traces ionisantes doivent traverser toute la zone d'épitaxie N- ou, pour des niveaux de tension proches de la tenue en tension du composant, seulement une partie de la zone de charge d'espace. Ce range critique est associé à une valeur seuil de LET qui ne pourra être déterminé qu'expérimentalement.

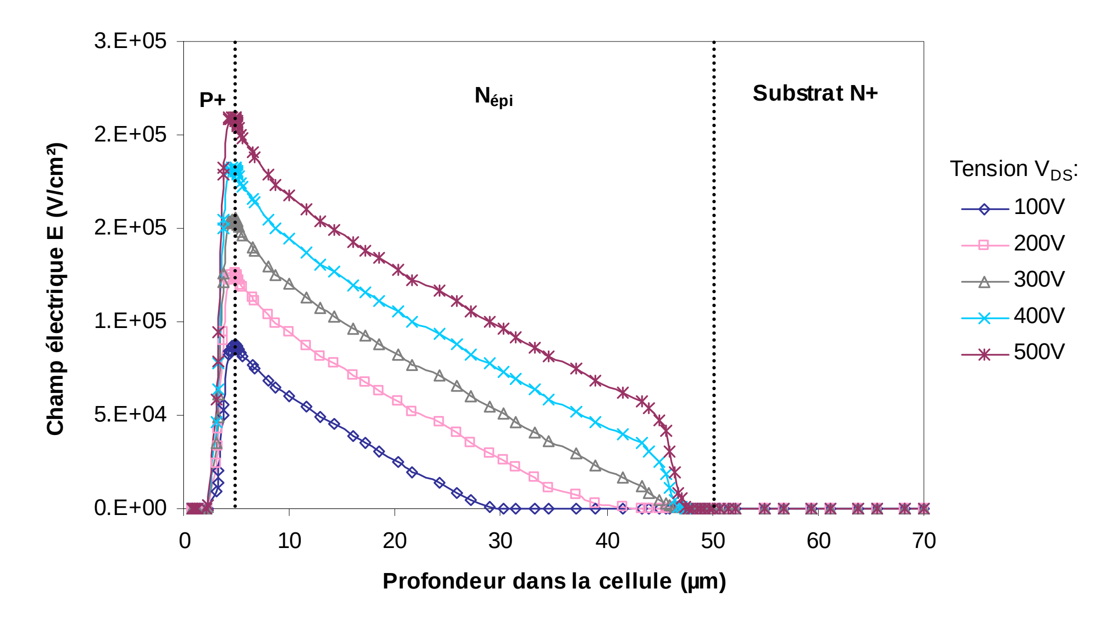


Figure 3-16: valeur du champ électrique suivant une coupe verticale dans la demi-cellule de MOSFET (au milieu de la source N+) à différentes polarisations V_{DS}

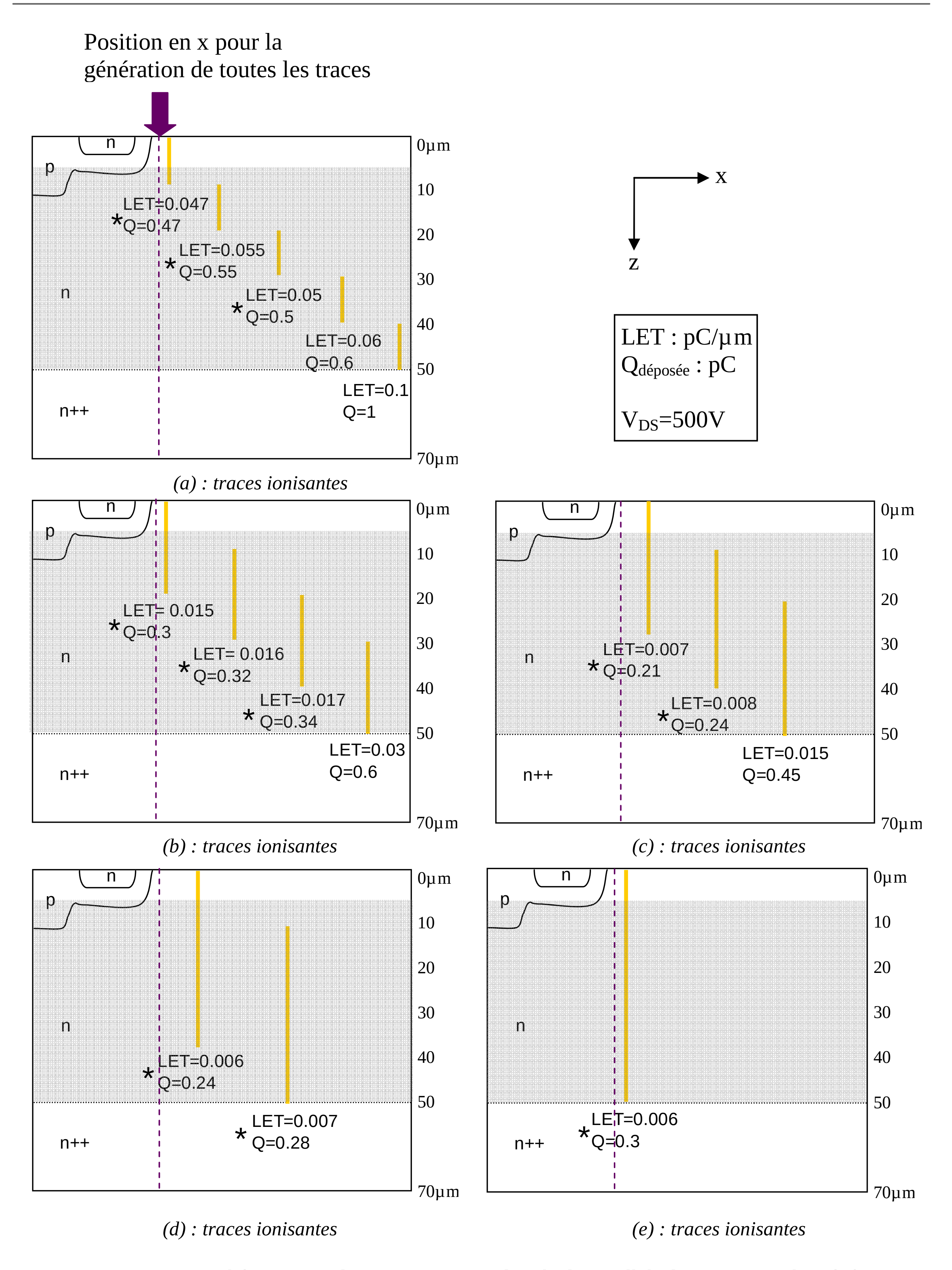


Figure 3-17: schématisation de traces ionisantes dans la demi-cellule de MOSFET polarisée à 500V. Les traces sont positionnées à la même abscisse x mais à différentes profondeurs et sont simulées chacune indépendamment. La longueur des traces est de : (a) 10 µm, (b) 20 µm, (c) 30 µm, (d) 40 µm et (e) 50 µm. Le LET est en pC/µm, la charge Q est en pC et le range en µm

3.3.2 Traces ionisantes horizontales générées au sein de l'épitaxie

L'étude précédente a permis de définir les conditions expérimentales permettant d'obtenir le LET et la tension de déclenchement d'un SEB les plus faibles possibles pour des traces verticales. Il s'agissait d'une particule possédant un range au moins égal à l'épaisseur de la couche épitaxiée et traversant celle-ci en incidence normale. Dans le cas des réactions nucléaires n/Si et p/Si, les ions de recul peuvent être émis dans toutes les directions. Afin d'évaluer dans quelle mesure la sensibilité au Burnout diminue lorsque l'ion s'écarte d'un parcours vertical, nous avons simulé des traces ionisantes horizontales de différentes longueurs, générées au sein du volume sensible de la demi-cellule. Les simulations ont été réalisées pour une tension de 200V qui, contrairement à une tension maximum de 500V, permet d'observer une plus grande variation de sensibilité entre les différentes positions. Les résultats sont représentés sur la Figure 3-18 et sur la Figure 3-19, pour des profondeurs de génération de 20µm et 10µm respectivement.

De même que pour l'étude précédente, le LET seuil nécessaire pour entrainer un Burnout diminue avec l'augmentation du range des ions. Toutefois, les variations ne sont marquées que pour le range de 10µm par rapport aux autres (cf. figures (a)) et sont faibles pour les parcours supérieurs (figures (b), (c) et (d)). On retrouve d'autre part les mêmes variations de sensibilité en surface que pour des impacts normaux, à savoir une sensibilité maximale au niveau du canal et de la région intercellulaire et une sensibilité faible au niveau du caisson P+ (cf. chapitres 1 et 2).

L'influence de la profondeur de génération se vérifie par comparaison des LET seuils de déclenchement obtenus pour les Figure 3-18 et Figure 3-19. La profondeur z de 10µm est moins sensible que celle de 20µm puisque les trous sont multipliés par avalanche sur une distance plus faible.

Enfin, la comparaison des valeurs de LET seuils entre les simulations verticales et horizontales montre que le cas des ranges de 10µm sont équivalents mais que tous les ranges supérieurs sont moins efficaces générés horizontalement que verticalement. On observe jusqu'à un facteur 10 entre la trace traversant toute la longueur de la cellule et celle traversant toute sa largeur.

En conclusion, pour des ranges courts (jusqu'à environ 20µm), l'orientation de la trace d'ionisation semble avoir peu d'influence sur les valeurs de LETs seuils déclenchant un SEB.

En revanche, pour des ranges plus conséquents voire traversant toute l'épitaxie, l'orientation des trace est importante et les traces verticales sont les plus dangereuses car elles requièrent les LETs seuils les plus faibles.

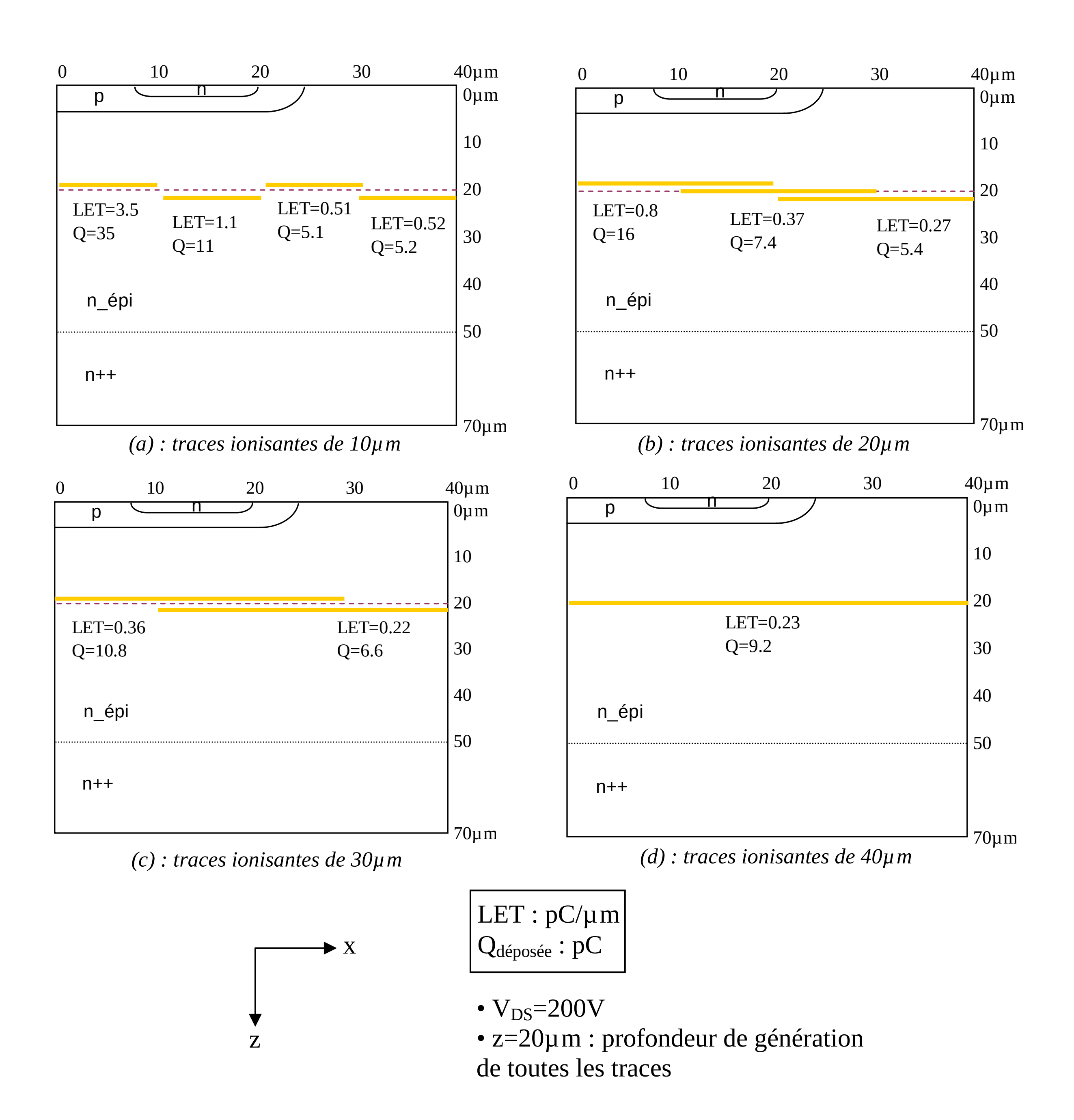


Figure 3-18: schématisation de traces ionisantes dans la demi-cellule de MOSFET polarisée à 200V. Les traces sont positionnées à la même profondeur z=20µm mais à différentes abscisses et sont simulées chacune indépendamment. La longueur des traces est de : (a) 10 µm, (b) 20 µm, (c) 30 µm et (d) 40 µm. Le LET est en pC/µm et le range en µm

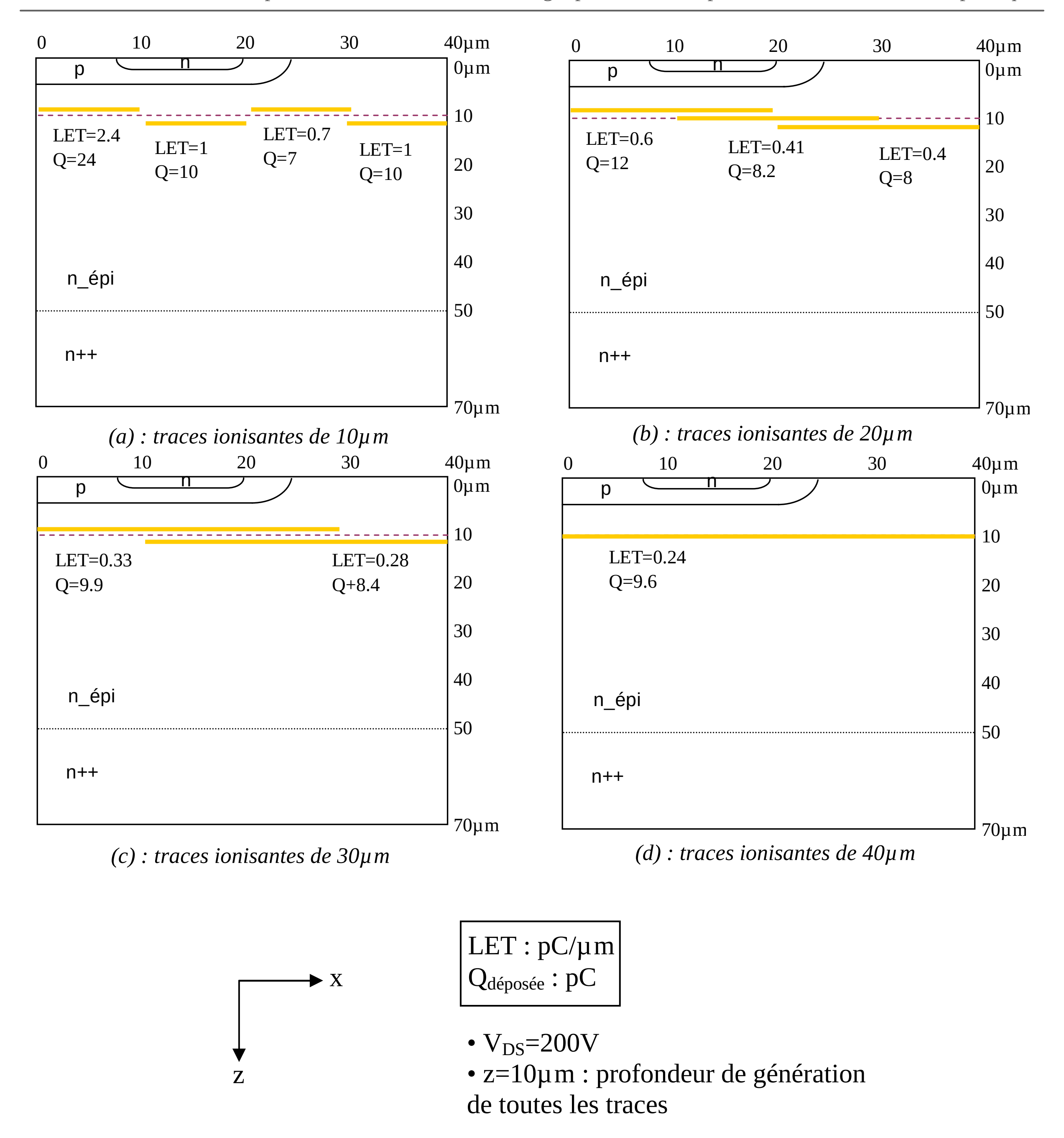


Figure 3-19: schématisation de traces ionisantes dans la demi-cellule de MOSFET polarisée à 200V. Les traces sont positionnées à la même profondeur z=10 µm mais à différentes abscisses et sont simulées chacune indépendamment. La longueur des traces est de : (a) 10 µm, (b) 20 µm, (c) 30 µm et (d) 40 µm. Le LET est en pC/µm et le range en µm

3.4 Adaptation du code MC DASIE aux MOSFETs de puissance

Les outils de prédiction permettant d'évaluer le risque lié à l'utilisation des composants électroniques dans un environnement radiatif donné sont indispensables. De nombreux logiciels de simulation électrique des composants existent, comme ceux développés par Synopsys ou SILVACO, mais les temps de calcul pour une structure élémentaire peuvent prendre plusieurs heures et nécessitent la connaissance de nombreux paramètres technologiques des composants souvent très difficiles à obtenir de la part des fondeurs.

EADS a développé en collaboration avec le laboratoire IES (Institut Electronique du Sud- Université de Montpellier II) un logiciel nommé DASIE (Detailed Analysis of Secondary Ions Effects) dédié aux composants SRAM. Ce code initialement analytique a ensuite évolué vers une version Monte Carlo appelée MC DASIE. Ce code permet à partir d'une base de données nucléaires d'interactions particule/silicium adaptée de calculer le taux d'erreurs induit dans les mémoires SRAM par des neutrons atmosphériques et des protons spatiaux. En effet, il est bon de rappeler que, outre les ions lourds, les neutrons et les protons en milieu atmosphérique ou spatial génèrent dans le silicium des ions secondaires qui peuvent déclencher des SEB.

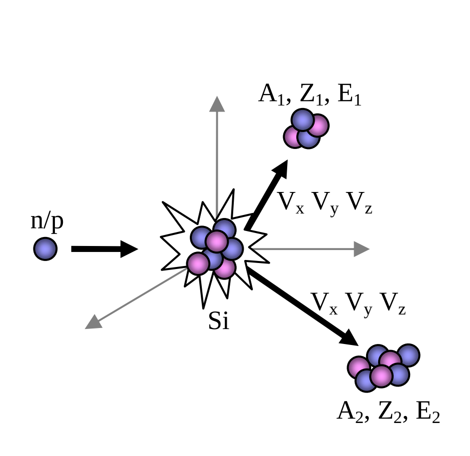
Un tel outil pour la prédiction n'existe pas pour les composants de puissance et en particulier pour les MOSFETs. L'objet de cette partie est de développer une première version de ce code adaptée aux structures de puissance et permettant de prédire leur sensibilité aux neutrons et aux protons. Les parties précédentes nous ont permis de définir le volume sensible et les critères de déclenchements du SEB dans les VDMOS classiques de type planar. L'analyse des bases de données nucléaires au vu de ces informations va nous permettre de construire ce code que nous appellerons Power DASIE et d'adapter les critères de déclenchement du SEB au cas des protons et des neutrons.

3.4.1 Présentation des bases de données nucléaires

Les bases de données nucléaires synthétisent les informations relatives aux produits secondaires émis lors de la réaction nucléaire entre un proton ou un neutron sur un noyau de silicium [WRO03]. Ces données portent sur le nombre, la nature et l'énergie des particules émises. Elles ont été une fois pour toute calculées à partir de codes faisant intervenir des lois

de la physique fondamentale nucléaire. Compte tenu de l'étendue énergétique (de 1 MeV à 1 GeV) des différents types d'interactions nucléaires élastiques ou non élastiques, il est difficile pour un seul code de décrire tous les mécanismes d'interaction. Différents codes ont donc été utilisés suivant le type de réaction et d'énergie considéré pour alimenter les bases de données nucléaires. Parmi ces codes de calcul, on peut citer HETC, MC-RED, MC-Recoil, GEANT4, GNASH, ou MCNP. Les premières bases de données nucléaires créées synthétisaient l'ensemble des ions secondaires émis et associent à chacun d'eux une probabilité d'apparition en fonction de leur énergie. Les ions secondaires étaient alors indépendants les uns des autres. Ces dernières bases de données ont été remplacées par les bases de données nucléaires dites événementielles qui respectent la conservation du nombre de nucléons du silicium. Ainsi, pour chaque proton ou neutron incident, l'ensemble des produits de la réaction sont émis simultanément ce qui permet d'être plus représentatif de la réalité et de prendre en compte l'effet cumulé des particules pour le déclenchement d'un évènement. Ces bases ont été créées pour un échantillonnage représentatif de 12 énergies de neutrons et de protons incidents comprises entre 1MeV et 200MeV. Pour chaque énergie, un fichier synthétise un échantillon de 100 000 réactions nucléaires élastiques et non élastiques et pour chaque réaction, l'ensemble des ions secondaires émis sont décrits par leur nombre nucléaire Z, leur nombre de masse A, leurs énergies et leurs caractéristiques d'émission (cf. Figure 3-20).

Ces bases de données nucléaires servent comme nous l'avons dit de données d'entrée aux codes de prédiction MC DASIE.



	A	Z	E(MeV)	Angle		
Réaction 1	1	1	35.7	0.19	0.01	0.80
	27	13	1.05	0.21	0.14	0.65
Réaction 2	28	14	0.32	0.12	0.40	
Réaction 3	1	1	4.66	0.31	0.17	0.52
	1	1	3.16	0.17	0.10	0.73
	26	12	7.5	0.45	0.06	0.59
Réaction 4	1	1	2.2	0.7	0.63	0.30
	27	13	1.69	0.07	0.11	0.82
	.	.	.	.	.	.
	.	.	.	.	.	.
	.	.	.	.	.	.
Réaction 1E5	4	2	9.6	0.17	0.03	0.80
	23	11	0.8	0.62	0.18	0.20
	1	1	22.7	0.02	0.02	0.96

Figure 3-20 : schématisation d'une réaction nucléaire entre un proton ou un neutron et un noyau de silicium, tableau schématisant les informations contenues dans la base de données nucléaires évènementielle

3.4.2 Présentation des codes de prédiction MC-DASIE pour les SRAM

Le code Monte Carlo DASIE (MC DASIE) a été développé initialement afin de prédire le taux d'évènements induit par des protons, des neutrons et des ions lourds dans des composants de type SRAM et CMOS ([HUB05] [WEU08]). Ce code MC DASIE utilise en entrées les bases de données nucléaires, les courbes SRIM décrivant l'évolution du LET des ions lors de leur passage dans le silicium et des informations technologiques relatives au composant telles que la topologie et la profondeur des diffusions de drains par exemple. Les différentes particules, c'est-à-dire les ions lourds ou bien les ions secondaires provenant des bases de données nucléaires, sont générées aléatoirement dans le volume d'une cellule (tirage Monte Carlo). Le code modélise la diffusion des charges déposées et calcule la quantité de charges collectées au niveau des volumes sensibles modélisés par des parallélépipèdes rectangles (modèle RPP) [HUB01], [PAL01], [HUB02]. La comparaison avec un critère de charge seuil propre à chaque technologie permet de statuer sur l'apparition d'un évènement. La Figure 3-21 illustre le principe de l'outil de prédiction du taux de défaillances MC DASIE.

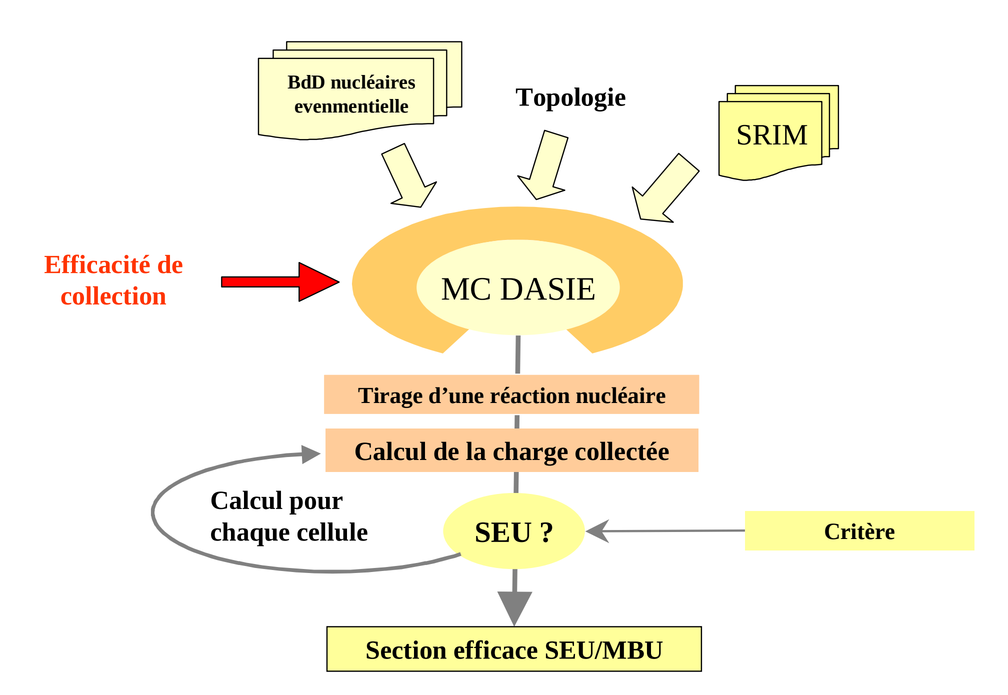


Figure 3-21: Principe de l'outil de prédiction du taux de défaillances MC DASIE

Deux déclinaisons de ce code existent. Le code SMC-DASIE (Simplified Monte Carlo DASIE) est dédié aux mémoires SRAM et permet de calculer très rapidement des sections efficaces et des taux de SEU et MBU. Le code TMC-DASIE (Tansient MC-DASIE) permet

quant à lui de calculer les formes d'onde des courants transitoires parasites générés dans des portes logiques CMOS. Couplée avec le logiciel SPICE, TMC DASIE permet de calculer les taux de défaillances induit par un ou plusieurs de ces courants transitoires ([HUB06]). La Figure 3-22 est un exemple de courants transitoires prédits par TMC DASIE pour une technologie particulière dont le layout, illustré dans cette figure, est fourni en entrée.

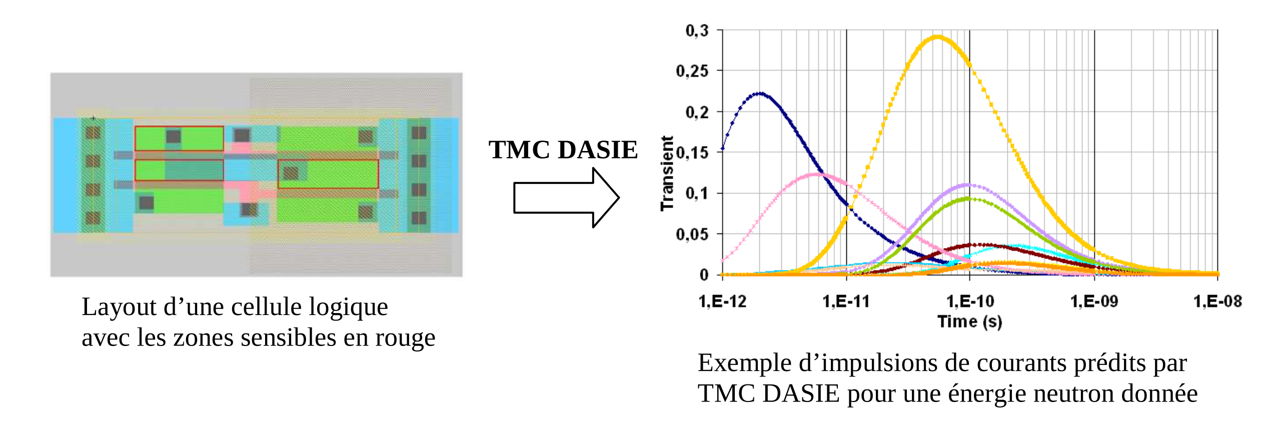


Figure 3-22 : exemple illustrant l'outil de prédiction TMC DASIE

3.4.3 Analyse des bases de données nucléaires pour les MOSFETs de puissance

Les études de simulations dans les paragraphes précédents ont permis de définir le volume sensible des VDMOS ainsi que les critères de déclenchement du SEB. Les critères définis portent sur le LET et le range des ions et constituent la configuration de déclenchement pire cas, c'est à dire telle que le déclenchement d'un SEB est le plus favorisé. Les valeurs des ranges ont été définis par les simulations dans les paragraphes précédents. Les valeurs des LETs seuils associées ont été déterminées expérimentalement par des ions lourds très pénétrants dans le chapitre II pour certains niveaux de polarisation. Ces différentes données expérimentales sont synthétisées ci-dessous pour le MOS 3 :

- Pour une polarisation moyenne (environ 300V) :

  LET ≈ 15 à 20 MeV.cm²/mg

  Range ≈ taille de l'épitaxie N-, soit 50µm

- Pour une polarisation proche de la tension nominale (400V) :

  LET ≈ 3 MeV.cm²/mg

  Range ≥ 30µm

Ces caractéristiques peuvent être considérées comme celles d'ions secondaires générées par un neutron ou un proton incident. Or, l'analyse des bases de données nucléaires indique qu'il n'existe pas d'ion secondaire généré par un proton ou un neutron possédant de tels ranges associés à de tels LETs, ou en de très faibles proportions et uniquement à de fortes énergies de neutrons ou protons incidents (énergies supérieures à 150 MeV). En d'autres termes, les ions utilisés sous accélérateur pour déclencher des évènements n'ont pas d'équivalent en ions secondaires générés par des neutrons et des protons. Cependant, les tests neutrons et protons que nous avons effectués sous accélérateurs et qui seront présentés plus en avant dans le chapitre ont montré une sensibilité non nulle des composants au SEB pour des énergies incidentes comprises entre 30 et 60 MeV. Cela signifie que les ions de recul (ou secondaires) responsables des SEB ont des caractéristiques différentes de celles obtenues sous accélérateur dans les cas les plus favorables. Il est donc nécessaire de déterminer d'autres critères de déclenchement permettant d'engendrer un Burnout.

L'analyse de la population des ions secondaires répertoriés dans les bases de données montre que les particules possédant un range relativement important (supérieur à la trentaine de microns) sont presque exclusivement des particules légères dont les LETs sont inférieurs au MeV.cm²/mg comme l'indique la Figure 3-23. Cette figure donne la répartition des LETs des ions secondaires ayant un parcours minimum de 30 µm dans le silicium en fonction du numéro de tirage des réactions nucléaires implémentées dans la base de données. Il faut noter que cette courbe correspond à 20000 réactions nucléaires tirées successivement et aléatoirement dans la base de données nucléaires et produites par des neutrons d'énergies incidentes de 63 MeV et 200 MeV. Pour un neutron incident de 63 MeV, aucune particule secondaire ne possède un LET supérieur à 0,6 MeV.cm²/mg. Cette gamme de LETs compris entre 0 et 0,6 MeV.cm²/mg correspond aux ions légers, c'est-à-dire aux particules de numéro atomique Z égal à 1 et 2 (proton, deutéron, triton, alpha et hélium). Ces derniers peuvent parcourir jusqu'à 8 cm dans le silicium et donc traverser entièrement de fait les plaquettes des composants de puissance. Pour autant, elles ne peuvent engendrer de SEB dans les MOSFETs de puissance puisque leurs LETs sont trop faibles.

Une énergie de neutron incident de 200 MeV permet d'observer des particules de LET supérieur à 0,6 MeV.cm²/mg. Toutefois elles ne représentent que 0.3% des ions émis et leur LET n'atteint que 4 MeV.cm²/mg au maximum (cf. Figure 3-23). Ces particules correspondent aux ions lourds, c'est-à-dire aux particules dont le numéro atomique Z est supérieur ou égal à 3. Leurs parcours dans le silicium est toutefois relativement limité, ce

d'autant plus que leur LET augmente. Ces particules peuvent créer un Burnout pour des tensions élevées (dès 400V environ pour nos MOS de 500V). Néanmoins elles existent en de trop faible proportion pour correspondre aux sections efficaces observées expérimentalement.

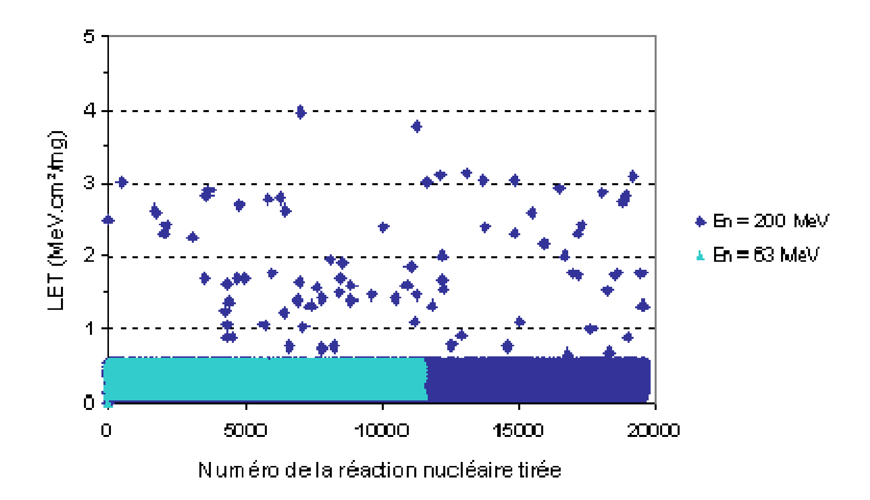


Figure 3-23: LET des ions secondaires ayant un parcours minimum de 30µm. Ces ions sont issus des réactions nucléaires neutrons / noyaux de silicium pour des neutrons incidents d'énergie de 63 et 200MeV

La Figure 3-24 représente le range et le LET de tous les ions secondaires qu'il est possible de produire en fonction de leur numéro atomique, pour une énergie de neutron incident de 200 MeV. Lorsque le LET de l'ion augmente, son parcours associé dans le silicium diminue naturellement. Le LET maximum qu'un ion secondaire puisse avoir est d'environ 14 MeV.cm²/mg pour un range inférieur à 10µm et correspond à l'ion aluminium (Z=13). Au regard des valeurs expérimentales données au début de ce paragraphe, cet ion secondaire ne pourra générer de SEB. Une fois de plus, des ions possédant à la fois des LETs et des ranges importants n'existent pas dans les bases de données.

La Figure 3-25 représente le LET des ions secondaires émis en fonction de leur range dans le silicium, et toujours pour une énergie neutron de 200 MeV. Les 14 courbes correspondent aux 14 ions secondaires qu'il est possible de produire (Z=14 étant le silicium). La courbe la plus basse en LET correspond aux particules de numéro atomique Z égal à 1, la courbe au dessus correspond à Z=2 (hélium) et ainsi de suite. Les particules possédant des LETs importants, compris entre 12 et 14 MeV.cm²/mg possèdent des parcours dans le silicium inférieurs à une dizaine de micromètres. Inversement, les particules ayant des parcours d'au moins 50 µm ont des LETs faibles, inférieurs à 2 MeV.cm²/mg.

Pour des énergies incidentes de neutrons plus faibles, la population de particules possédant des LETs importants se raréfie et les particules de LET intermédiaires

disparaissent. Les ions secondaires sont d'autre part d'autant moins énergétiques que l'énergie incidente des protons et des neutrons diminue.

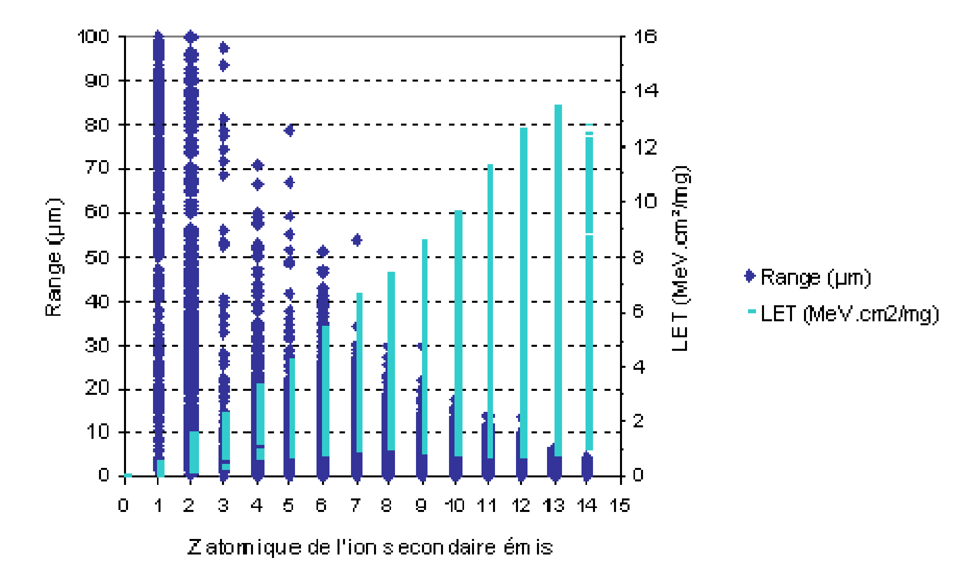


Figure 3-24: Range et LET des ions secondaires issus des bases de données nucléaires en fonction de leur numéro atomique. Pour une énergie de neutron incident de 200 MeV

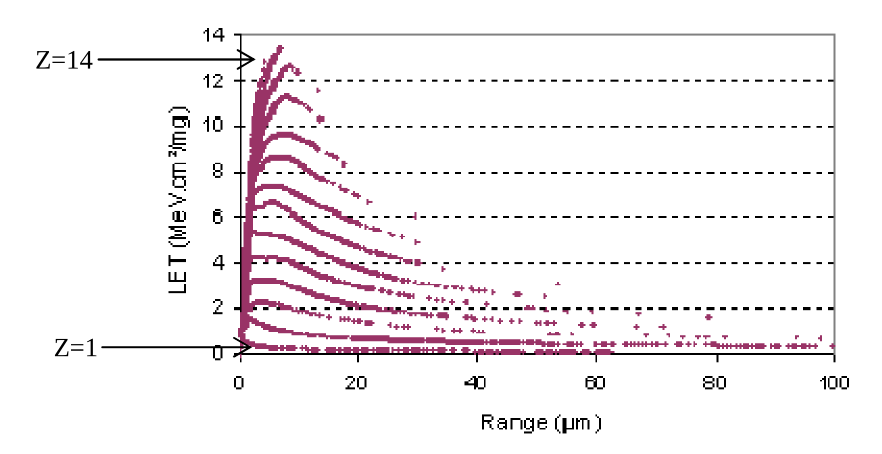


Figure 3-25: LET des ions secondaires issus des bases de données nucléaires en fonction de leur range dans le silicium. Pour une énergie de neutron incident de 200 MeV

En conclusion, aucun ion secondaire ne réunit à la fois des critères de LET et de range importants. La configuration pire cas de déclenchement d'un SEB (à 300V, LET=15-20 MeV.cm²/mg et range=50 µm) n'apparaît pas dans les produits de la réaction nucléaire d'un proton ou un neutron. Cela explique pourquoi les SOA expérimentales proton/neutron observée dans la littérature (et qui seront confortées par nos résultats expérimentaux) sont bien supérieures à celles obtenues avec des ions lourds. Les critères de déclenchement du SEB que nous avons identifiés dans le paragraphe 3.3 ne s'appliquent donc qu'aux ions lourds et

sont particulièrement utiles pour des tests en accélérateur. Ces critères, qui sont une incidence normale et un range traversant toute l'épitaxie (pour des VDMOS classiques), permettent de se placer dans les conditions de déclenchement les plus favorables et permettent ainsi d'obtenir les seuils de déclenchement les plus faibles (en SOA et LET). Puisque les seuils de SEB sont beaucoup plus élevés aux protons et aux neutrons qu'aux ions lourds, nous devons définir de nouveaux critères de déclenchement du Burnout qui s'appliquent aux particules légères. Les observations sur les mécanismes du phénomène de SEB présentées dans le paragraphe 3.3.1 nous ont amené à considérer l'effet de deux particules simultanées provenant de la même réaction nucléaire. Le paragraphe suivant présente cette étude qui permettra d'alimenter le code Power DASIE.

3.4.4 Simulations de l'effet de deux particules couplées sur le déclenchement d'un SEB

Le phénomène de SEB repose sur deux mécanismes : la mise en conduction du transistor bipolaire parasite et le phénomène d'avalanche. Puisqu'il n'existe pas, comme nous venons de le voir dans le paragraphe précédent, de particule secondaire possédant les caractéristiques de LET et de range permettant de déclencher à elle seule les deux mécanismes, nous avons donc pensé à associer à chacun d'eux et de manière simultanée une particule.

La première particule doit activer le bipolaire parasite qui se situe en surface de la structure. Sa trace doit rendre passante la jonction émetteur-base située dans le caisson P du VDMOS. Elle est représentée par la trace numéro 1 dans la Figure 3-26. Au regard de la technologie du VDMOS, un range de quelques microns devrait suffire ce qui induit la possibilité d'avoir des LETs importants. Ce type de caractéristiques existe parmi les ions secondaires (cf. Figure 3-25). A priori, le volume sensible associé à la particule 1 peut être défini par le rectangle horizontal englobant le canal, le caisson P et la région intercellulaire.

Le second mécanisme est celui de l'avalanche dont l'établissement est accéléré par la génération de porteurs dans toute la profondeur de la zone épitaxiée et particulièrement la zone de charge d'espace (cf. Figure 3-13). La seconde particule est représentée par la trace numéro 2 sur la Figure 3-26 qui correspond au cas largement étudié dans les paragraphes précédents. Le range associé doit donc être de l'ordre de grandeur de la zone épitaxiée qui correspond au volume sensible défini précédemment dans ce chapitre. Le déclenchement du

transistor bipolaire étant pris en charge par la première particule, on peut supposer que le LET requis par cette seconde particule puisse être plus faible. Une fois de plus, ce type de caractéristiques existe parmi les ions secondaires issus des réactions nucléaires. Ces deux particules étant issues d'une même réaction nucléaire initiée par un neutron ou un proton, il est naturel que le point initial des traces soit commun.

Les simulations présentées dans les paragraphes suivant vont permettre de définir plus précisément les caractéristiques des particules 1 et 2 ainsi que le volume sensible associé à la particule 1.

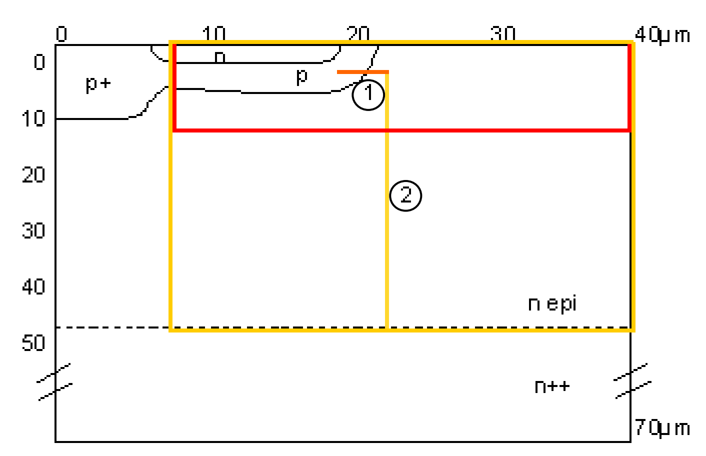


Figure 3-26: représentation du couplage de deux particules avec leur volume sensible associé pour le déclenchement d'un SEB

3.4.4.1 Mise en conduction du transistor bipolaire parasite: étude de la particule 1

La première partie de cette étude porte sur la définition du volume sensible associé à la mise en conduction du transistor bipolaire parasite par la particule 1. L'influence de la tension de polarisation sur le déclenchement du bipolaire et sur les caractéristiques de la particule 1 sera étudiée dans une seconde partie.

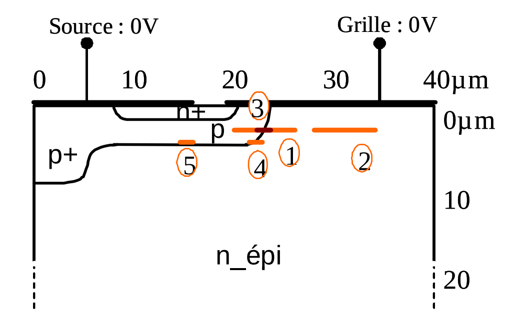
Volume sensible associé à la particule 1 pour une tension maximum de 500V:

La Figure 3-27 schématise les différentes configurations de positions et de ranges simulées dans la structure polarisée à 500V. Nous nous sommes placés à ce niveau de tension élevé car dans ce cas, le déclenchement du bipolaire parasite devient le mécanisme critique, l'avalanche se déclenchant facilement. Pour chaque simulation, le LET minimum induisant un SEB est recherché par itérations successives. Les variations sur les valeurs des LETs et des

charges associées vont nous permettre d'évaluer la sensibilité des différentes zones et de délimiter ainsi un volume sensible. Les positions des traces sont les suivantes. La particule 1 de range 5µm est positionnée sous le canal, à mi hauteur du caisson P, et coupe la jonction PN afin que les porteurs déposés rencontrent le champ électrique et soient séparés par celui-ci. Cette position est à priori la plus sensible puisque tous les trous devront circuler sous la diffusion de source N+. La position de la trace numéro 3 est identique à celle de la trace 1, le paramètre qui varie est son range, de 1µm. La trace numéro 2 de range 5µm est située à la même hauteur que la trace 1 mais dans la région intercellulaire. La trace numéro 4 de range 1µm est positionnée tout au bas du caisson P, sous la trace 3. Enfin la trace numéro 5 de range 1µm est située au bas du caisson P, toujours dans le champ électrique, et à mi chemin de la longueur de la diffusion de source.

L'analyse des résultats de simulation montre que pour les traces numérotées de 1 à 4 et situées à droite de la source, la quantité de charges déposée au LET seuil est relativement constante et vaut 0,6 pC. Ainsi, une trace 5 fois plus courte nécessite un LET 5 fois plus important. Cela indique que la sensibilité est relativement homogène dans cette zone. La particule numérotée 5 générée sous la source au milieu du caisson P nécessite un LET et une charge de 1,7 fois supérieurs pour engendrer un Burnout. Ce résultat n'est pas surprenant puisque générées à cet endroit, les charges circulant sous la source ne peuvent induire une chute de potentiel que sur la moitié de la longueur de la jonction N/P. Au regard du niveau de LET, cette trace reste néanmoins relativement efficace pour rendre passante la jonction. Les cas de traces situées dans le caisson P+ n'ont pas été explorés puisque une précédente étude à montré une très faible sensibilité de cette zone face à des impacts verticaux (cf. chapitre 1 bibliographie § 1.6 et chapitre 2 cartographies §2.4.2).

Le volume sensible associé à la mise en conduction du transistor bipolaire a donc été défini de la manière suivante : il correspond à toute surface de la cellule moins la zone du caisson P+, et il s'étend en profondeur jusqu'à la jonction peu profonde P/N-.



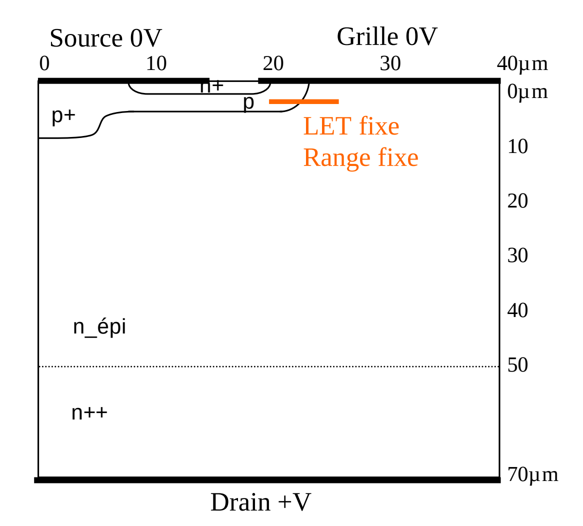
Numéro de la trace	LET (pC/µm)	Range (µm)	Charge déposée (pC)
1	0.13	5	0.65
2	0.12	5	0.6
3	0.6	1	0.6
4	0.6	1	0.6
5	1	1	1

Figure 3-27: définition du volume sensible pour l'activation du transistor bipolaire parasite. A droite : schématisation de la position et du range des différentes traces ionisantes simulées. A gauche : tableau donnant les caractéristiques des traces (cellule polarisée à 500V)

Etude de la mise en conduction du transistor bipolaire :

Afin d'évaluer l'influence d'une tension de polarisation plus faible sur le déclenchement du transistor bipolaire parasite par une trace horizontale, une trace ionisante de caractéristiques figées a été simulée dans la demi cellule de VDMOS pour deux tensions différentes, 500V et 300V. La Figure 3-28 schématise cette trace dans la structure, sa position correspond à celle de la trace 1 dans l'étude précédente, son LET est fixé à 0,2 pC/µm et son parcours à 5 µm. cette valeur de LET a été choisie ainsi car elle est légèrement supérieure au LET seuil de SEB à 500V. Cette trace engendre un Burnout pour la tension de 500V tandis que le courant s'annule et la structure revient à l'état initial pour la tension de 300V. La Figure 3-29 donne le courant de drain de la structure pour ces deux tensions de polarisation.

Si le transistor bipolaire est effectivement mis en conduction dans le cas à 500V, qu'en est-il pour la polarisation de 300V? En effet, il peut y avoir un déclenchement du transistor bipolaire de manière momentanée qui s'éteint si le courant d'avalanche est trop faible. Afin de déterminer si ce déclenchement à lieu, le courant d'électrons injecté par l'émetteur a été observé. La Figure 3-30 et la Figure 3-31 montent la répartition de ce courant dans la zone sensible définie plus haut, c'est-à-dire dans le caisson P, pour des polarisations de 500V et 300V respectivement.



Simulations pour :

- VDS = 500V → activation du bipolaire et SEB
- VDS = 300V → activation du bipolaire sans SEB

Figure 3-28: influence de la polarisation sur la mise en conduction du bipolaire parasite: simulation d'une trace ionisante de LET, range et position fixés pour les tensions 500V et 300V

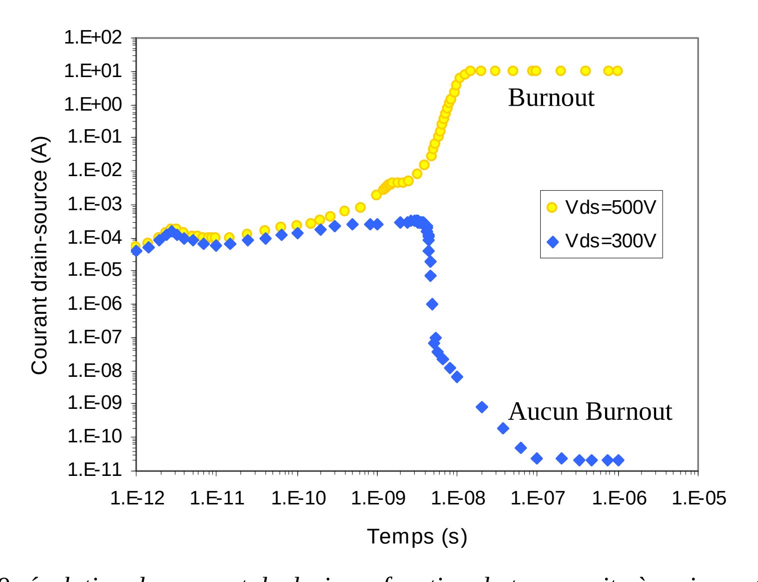


Figure 3-29: évolution du courant de drain en fonction du temps suite à un impact ionisant identique pour deux tensions de polarisation

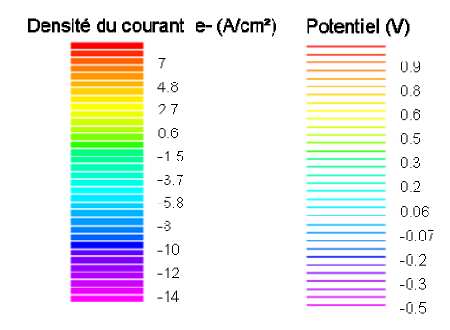
La Figure 3-30 (a) représente la jonction à l'instant t=4 ps où la trace ionisante est déposée. Les figures suivantes visualisent l'allumage progressif de la jonction émetteur/base avec un envahissement d'électrons injectés dans la région de base. A l'instant $t=10^{-7}$s, l'émetteur injecte totalement des porteurs et le transistor est verrouillé en conduction par

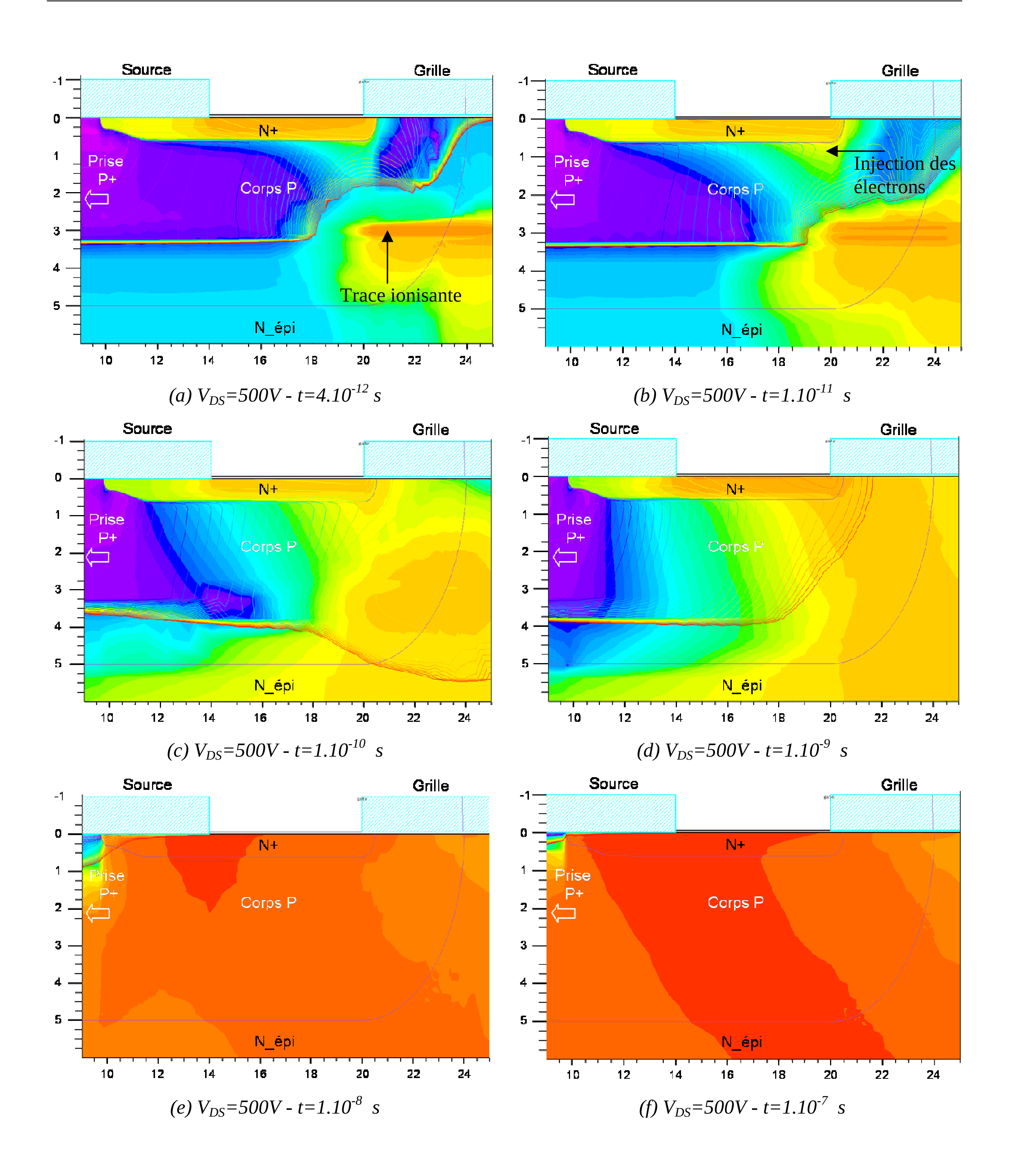
l'injection des trous provenant du substrat $N_{épi}$ donc générés par le phénomène d'avalanche. Le Burnout est effectif.

La Figure 3-31 reprend ce type de simulations pour une tension de 300V. De même que pour la tension de 500V, on observe sur les figures (a), (b), (c) et (d) la mise à l'état passant progressive de la jonction émetteur/base et donc de l'injection d'un courant d'électrons dans la région de base. Le transistor bipolaire parasite est donc bien mis en conduction pour une tension de 300V. Néanmoins, comme le montrent les Figure 3-31 (e) et (f), ce courant d'électrons n'est pas maintenu et retombe à zéro et conduit à l'extinction du transistor bipolaire. Le retour à l'état initial de la structure de VDMOS s'explique par le fait que le champ électrique à 300V ne permet pas une multiplication des porteurs, et en particulier des trous, suffisante pour maintenir un courant de base suffisant.

En conclusion, la tension de polarisation n'a pas ou peu d'influence sur la mise en conduction du transistor bipolaire parasite lorsque les traces ionisantes sont déposées à proximité de la jonction N+/P, dans le volume sensible numéro 1 associé à la particule 1. L'activation du bipolaire ne signifie pas forcément qu'un Burnout est déclenché, en particulier si la tension de polarisation est trop faible. Cependant, une polarisation faible pourra être compensée par la présence de la particule 2. Ce dernier cas sera étudié plus en amont dans le texte.

Pour le code de Power DASIE, nous considérerons donc que le transistor bipolaire sera mis en conduction si la charge déposée dans le volume sensible 1 est supérieure à un critère de charge constant quelque soit la tension.





(a) V_{DS}=500V - t=4.10^{-12} s

(b) V_{DS}=500V - t=1.10^{-11} s

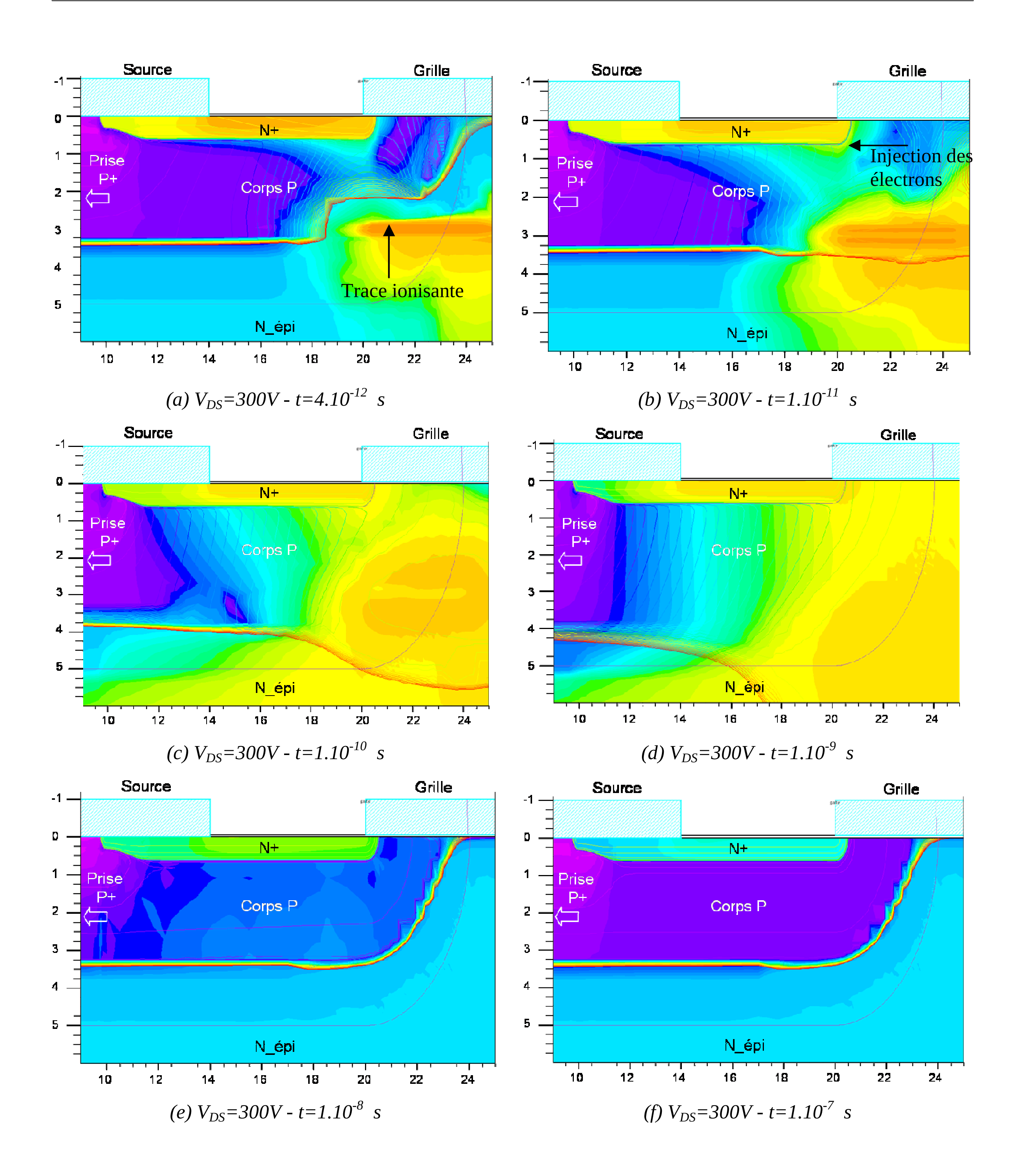
(c) V_{DS}=500V - t=1.10^{-10} s

(d) V_{DS}=500V - t=1.10^{-9} s

(e) V_{DS}=500V - t=1.10^{-8} s

(f) V_{DS}=500V - t=1.10^{-7} s

Figure 3-30: évolution au cours du temps du courant d'électrons et des lignes de potentiel au niveau de la jonction émetteur_N+/base_P. Structure de VDMOS polarisée à 500V, trace ionisante générée à $t_0=10^{-12}$ s, en ([x_1=20 ;y_1=3], [x_2=25 ;y_2=3])



(a) V_{DS}=300V - t=4.10^{-12} s

(b) V_{DS}=300V - t=1.10^{-11} s

(c) V_{DS}=300V - t=1.10^{-10} s

(d) V_{DS}=300V - t=1.10^{-9} s

(e) V_{DS}=300V - t=1.10^{-8} s

(f) V_{DS}=300V - t=1.10^{-7} s

Figure 3-31: évolution au cours du temps du courant d'électrons et des lignes de potentiel au niveau de la jonction émetteur_N+/base_P. Structure polarisée à 300V, trace ionisante générée à $t_0=10^{-12}$s, en ([x_1=20 ;y_1=3], [x_2=25 ;y_2=3])

Influence de la tension sur le LET seuil de la particule 1 et critère de déclenchement :

Les simulations précédentes ont montré que la quantité de charges nécessaire pour déclencher le transistor bipolaire parasite était identique pour une tension de 500V et de 300V. Le mise en conduction de ce transistor ne signifie pour autant pas qu'un Burnout ait lieu. Les simulations suivantes vont donc permettre de déterminer la quantité de charges et les LETs seuil nécessaire pour déclencher un Burnout à des tensions de 500V, 300V et 100V.

La position et le range de la particule simulée correspondent à la trace de l'étude précédente (cf. Figure 3-28). Le Tableau 3-3 synthétise les résultats obtenus. Le LET de la particule 1 augmente de manière conséquente lorsque la tension diminue. En effet, la diminution du champ électrique n'assure plus un taux de multiplication des porteur par impact suffisant afin de maintenir le courant de base du transistor bipolaire qui s'éteint par conséquent. Les niveaux de LET seuil et de charge déposée deviennent importants et risquent de ne pas trouver d'équivalent parmi les ions secondaires issus des bases de données nucléaires.

	V_{DS}=500V	V_{DS}=300V	V_{DS}=100V
LET (pC/µm)	0,13	0,38	>10
Range (µm)	5	5	5
Q déposée (pC)	0,65	1,9	>50

Tableau 3-3 : synthèse des résultats de simulations sur le LET minimum de la particule 1 entrainant un SEB en fonction de la tension

Afin de déterminer si un SEB a été déclenché uniquement par la particule 1 dans le code Power DASIE, nous avons défini de manière empirique une fonction permettant d'obtenir la quantité de charge nécessaire à un Burnout en fonction de la tension de polarisation. La quantité de charge $Q_{seuil1_bipolaire}$ représente la charge nécessaire pour mettre en conduction le transistor bipolaire parasite, constante quelque soit la tension. A 500V, cette quantité est suffisante pour engendrer un Burnout puisque le champ électrique déjà élevé permet de multiplier les porteurs en nombre suffisant pour aboutir à l'emballement des courants. La quantité de charge Q_{seuil1_SEB} est alors égal à $Q_{seuil1_bipolaire}$.

Cette partie fait l'objet d'une classification Confidentiel EADS

3.4.4.2 Accélération du phénomène d'avalanche: étude de la particule 2

Le volume sensible associé à la particule numéro 2 correspond au volume sensible défini par les simulations et les tests ions lourds présentés dans le paragraphe 3.2. Nous rappelons qu'il correspond en surface à la diffusion de source, au canal et à la région intercellulaire et s'étend en profondeur jusqu'à la jonction N-/N+. Lorsque le déclenchement d'un SEB incombe à la particule 2 seule, ce qui est typiquement le cas dans des tests ions lourds, cette dernière doit posséder un range de l'ordre de l'épaisseur de l'épitaxie. Dans le cas toutefois de polarisations relativement proches de la tension de claquage, il suffit que cette particule ne traverse que les 2/3 de la région épitaxiée qui correspond à l'extension de la zone de charge d'espace pour être la plus efficace possible. Cela est dû à la présence d'un champ électrique déjà fort qui génère un taux important de porteurs par avalanche. Ainsi, si la tension de polarisation est suffisamment importante, un SEB peut être déclenché uniquement par cette particule 2.

Nous avons étudié dans les paragraphes précédents la mise en conduction du transistor bipolaire parasite par la particule numéro 1, de faible range et située en surface à proximité de la jonction N+/P. La particule numéro 2, émise simultanément, a donc pour tache de faciliter et d'accélérer l'apparition du phénomène Kirk qui conduira au taux de multiplication des trous le plus important. Des simulations ont été réalisées afin d'évaluer l'influence de la présence de la particule 1 et de la tension sur l'abaissement des valeurs du LET et du range de la particule 2 pour entrainer un Burnout.

Influence de la particule 1 et de la tension sur le LET de la particule 2 :

Des simulations ont été effectuées pour les 2 particules émises simultanément dans la demi-cellule de VDMOS. La position et le range des traces sont représentées sur la Figure 3-32. Les caractéristiques et la position de la particule 1 sont invariables et sont celles notées sur la figure. Le range et la position de la particule 2 restent de même identiques, elle est verticale et traverse toute la région épitaxiée. Nous avons recherché le LET minimum de la particule numéro 2 entrainant un Burnout pour quatre tensions de polarisations, 500V, 400V, 300V et 100V. Plusieurs tensions sont effectivement simulées afin de bien mesurer l'impact de la particule 2 sur le maintien en conduction du transistor parasite puisque c'est elle qui alimentera en trous la base de ce dernier. Les résultats sont synthétisés dans le Tableau 3-4. Il

est bon de rappeler que nos simulations 2D sont uniquement qualitatives et en aucun cas quantitatives. Les valeurs de LET seront donc simplement comparées entre elles de manière relative.

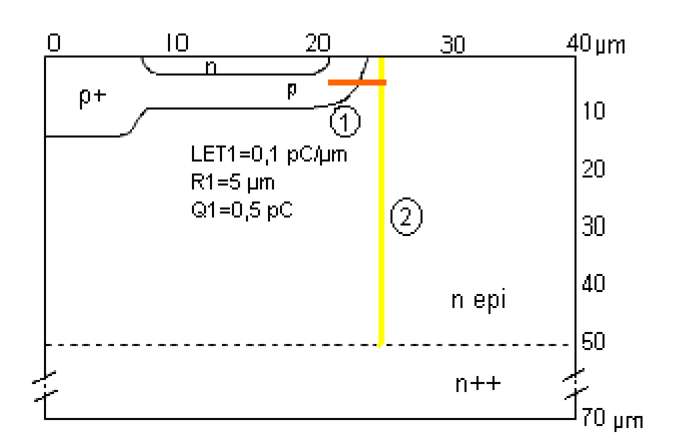


Figure 3-32 : schématisation des positions et longueurs des traces simulées dans la demi-cellule de VDMOS

Une première constatation est que le couplage de la particule 1 avec la particule 2 permet de diminuer de manière significative la valeur du LET seuil de cette dernière lorsque la tension est de 500V. Cette dernière possède alors un LET très inférieur à celui de la particule 1 (facteur 100). Des caractéristiques de LET très faible associé à un range important sont typiquement des caractéristiques que l'on retrouve en grand nombre parmi les produits de la réaction nucléaire n/Si et p/Si.

Le LET seuil de la particule 2 associée à la particule 1 a été déterminé pour les tensions de 400V, 300V et 100V. Ce LET seuil augmente lorsque la tension de polarisation diminue puisque la multiplication des porteurs par impact diminue avec la valeur du champ électrique. Le LET seuil de la particule 2 reste inférieur au LET seuil de la particule 1 pour les tensions de 400V et 300V. Pour la tension de 100V, il rejoint le niveau du LET de la particule 1. Cette dernière particule 2 possédant à la fois un LET et un range importants n'existe pas dans ions secondaires produits comme nous l'avons vu précédemment.

Les SOA expérimentales déterminées sur nos MOSFETs de 500V sont de l'ordre de 350V, ce qui signifie que les évènements n'apparaissent qu'au-delà de 350V. Nos simulations paraissent donc tout à fait cohérentes en ce qui concerne le niveau de LET de la particule 2, à savoir qu'à partir d'une certaine tension, son LET devient suffisamment faible pour correspondre à des ions secondaires existants naturellement.

<table>
<tr><th>Tension V_{DS}</th><th>Particule 2</th><th>Particule 1</th></tr>
<tr><td>500V</td><td>LET = 0,009 pC/µm
Range = 50 µm
Charge = 0,45 pC</td><td>Aucune</td></tr>
<tr><td>500 V</td><td>LET = 0,001 pC/µm
Range = 50 µm
Charge = 0,05 pC</td><td rowspan="4">LET = 0,1 pC/µm
Range = 5 µm
Charge = 0,5 pC</td></tr>
<tr><td>400 V</td><td>LET = 0,004 pC/µm
Range = 50 µm
Charge = 0,02 pC</td></tr>
<tr><td>300 V</td><td>LET = 0,008 pC/µm
Range = 50 µm
Charge = 0,4 pC</td></tr>
<tr><td>100 V</td><td>LET = 0,1 pC/µm
Range = 50 µm
Charge = 5 pC</td></tr>
</table>

Tableau 3-4 : caractéristiques des particules 1 et 2 entrainant un SEB, déterminées par simulations

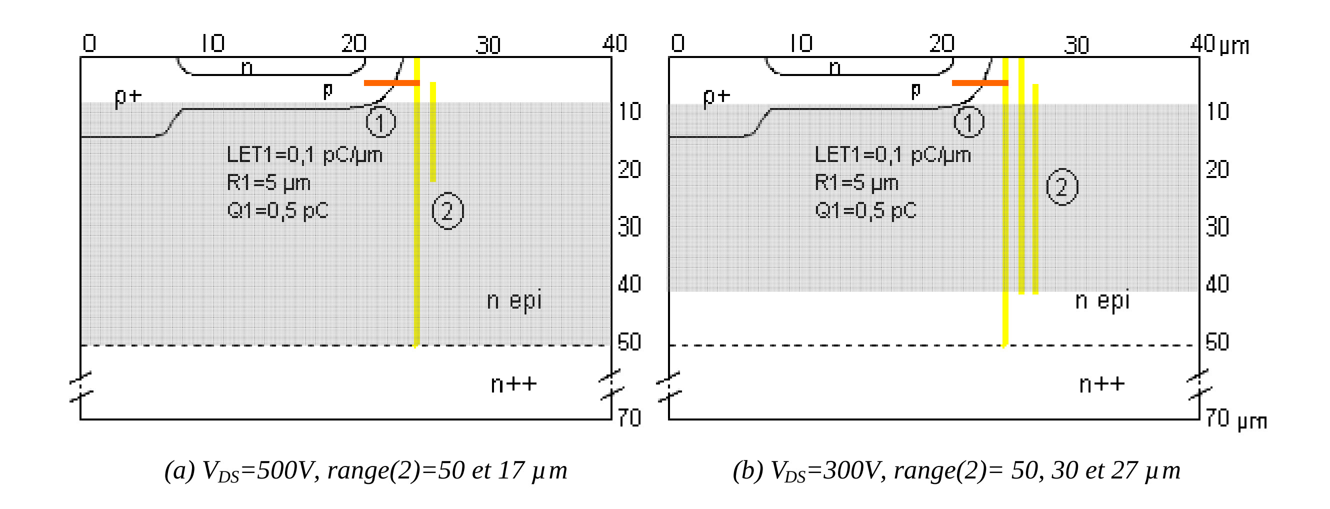
Influence de la particule 1 et de la tension sur le range de la particule 2:

Les simulations sur l'association des particules 1 et 2 ont été poursuivies en étudiant cette fois l'influence de la diminution du range de la particule 2 sur son LET. Les positions des particules restent identiques au paragraphe précédent. La Figure 3-33 schématise les positions et ranges des traces simulées ainsi que l'extension de la zone de charge d'espace représentée par une bande grise. De même que précédemment, le LET seuil de la particule numéro 2 induisant un SEB est recherché. Le Tableau 3-5 synthétise les résultats de ces simulations.

Pour une polarisation de 500V (cf. Figure 3-33 (a)), la réduction du range d'un facteur 3 (de 50µm à 17µm) entraine une augmentation du LET seuil d'un facteur 3 et ne change donc pas la quantité de charges déposées. Même augmentée, la valeur du LET de la particule 2 reste très inférieure au LET de la particule 1 (facteur 33). Il en va de même pour la polarisation de 300V où il existe un facteur d'environ 1,6 sur les ranges répercuté sur les valeurs de LET associés. La quantité de charges déposées varie relativement peu. Pour la

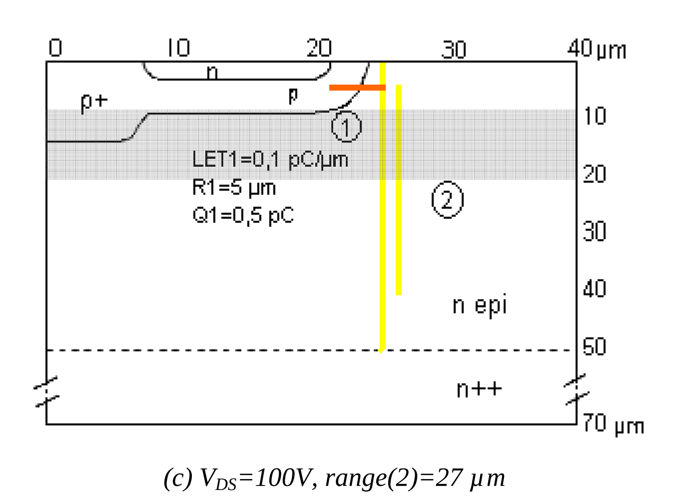
polarisation de 100V en revanche, cette même réduction du range entraine une augmentation du LET seuil d'un facteur 6 et la quantité de charges déposées est multiplié par 3. Pour ce faible niveau de tension, il existe clairement une influence du range sur les valeurs des LET seuils et des charges associées qui n'est plus négligeable.

En conclusion, pour des tensions élevées, de 500V à environ 300V, l'association des particules 1 et 2 permet de diminuer le range nécessaire de la particule 2 sans que cela n'ait d'impact sur la quantité de charges déposées au LET seuil. Les valeurs de LET varient dans les mêmes proportions que les ranges. Pour des polarisations plus faibles, une diminution du range de la particule 2 entraine une forte augmentation de la charge déposée et du LET associé.



(a) V_{DS}=500V, range(2)=50 et 17 µm

(b) V_{DS}=300V, range(2)= 50, 30 et 27 µm



(c) V_{DS}=100V, range(2)=27 µm

Figure 3-33 : schéma des positions et des ranges des particules 1 et 2 simulées simultanément. L'extension de la ZCE est représentée par la bande grise

Tension V_{DS}	**Particule 2**			**+ Particule 1**
	Cas 1	**Cas 2**	**Cas 3**	
500 V	LET = 0,001 Range = 50 Charge = 0,05	LET = 0,003 Range = 17 Charge = 0,051	---	LET = 0,1 pC/µm Range = 5 µm Charge = 0,5 C
300 V	LET = 0,008 Range = 50 Charge = 0,4	LET = 0,012 Range = 30 Charge = 0,36	LET = 0,011 Range = 27 Charge = 0,30	
100 V	LET = 0,1 Range = 50 Charge = 5	LET = 0,6 Range = 27 Charge = 16,2	---	

Tableau 3-5 : résultats des simulations schématisées Figure 3-33. Le LET est en pC/µm, le range en µm et la charge déposée en pC

Ces études nous ont donc permis d'observer l'influence de la particule 1 et de la tension de polarisation sur le LET et le range de la particule 2 nécessaires pour déclencher un SEB. Pour la gamme des tensions élevées, c'est-à-dire d'environ 300V à la tension maximum de 500V, le LET de la particule 2 nécessaire pour entrainer un Burnout est de 12 à 100 fois plus petit que celui de la particule 1. D'autre part, son range ne doit plus nécessairement traverser toute la zone épitaxiée mais peut se limiter au 2/3 de celle-ci sans que la quantité de charges déposées au LET seuil ne varie ou que le LET n'atteigne des valeurs prohibitives. Pour des tensions plus faibles, le LET de la particule 2 devient de l'ordre de grandeur de celui de la particule 1 et toute diminution de son range entraine une forte augmentation de son LET et de la charge déposée associée. Cette seconde particule qui possède un LET comparable à celui de la particule 1 associé à un range important (de l'ordre de l'épaisseur de l'épitaxie) n'a pas d'équivalent parmi les ions secondaires produits par la réaction nucléaire d'un proton ou d'un neutron sur un noyau de silicium. L'observation des SOA expérimentales déterminées sur nos MOSFETs de 500V (cf. chapitre I) a montré que le SEB n'apparaissait qu'à partir de 350V, nous confortant dans nos résultats de simulation.

Ces différentes constatations nous ont permis de dégager pour la particule numéro 2 des critères de déclenchement d'un SEB que nous implémenterons dans le code Power DASIE. Puisque les SEB induits par des protons et des neutrons ont lieu pour les tensions élevées et que pour ces niveaux de tension, la quantité de charges déposées au LET seuil ne

varie pas tant que le range reste supérieur ou égal aux 2/3 de la zone épitaxiée (soit 30µm), nous avons choisi un critère de range minimum couplé avec un critère de charge déposée minimum. Si un ion secondaire provenant des bases de données nucléaires et généré dans une cellule de VDMOS possède au minimum ce parcours dans l'épitaxie et dépose au moins cette charge, un Burnout sera comptabilisé.

3.4.4.3 Le code de Power DASIE

Le code Power DASIE que nous allons définir dans ce paragraphe permettra de prédire la sensibilité aux neutrons et aux protons de VDMOS de puissance classiques de type planar. Ce code développé par EADS comporte 1556 lignes dont nous présentons les grandes lignes de l'algorithme de la partie codant le déclenchement d'un SEB.

Les différentes études présentées dans les paragraphes précédents nous ont permis de dégager des critères de déclenchement du SEB portant sur les caractéristiques des particules 1 et 2, associées ou non pour provoquer un Burnout. Ces particules, nous le rappelons, correspondent aux ions secondaires provenant de la réaction nucléaire d'un proton ou d'un neutron avec un atome de silicium du cristal.

Le critère de déclenchement retenu pour la particule 1 est un critère de charges minimum déposées uniquement. Lorsque la particule 1 est associée à la particule 2, cette charge critique permet simplement de mettre en conduction le transistor bipolaire parasite. Lorsqu'elle est seule, cette charge permet de provoquer un SEB et doit donc être supérieure.

Pour la particule 2, compte tenu de la gamme de tensions relativement élevées pour lesquelles des SEB neutrons/protons se produisent, nous avons défini un critère de charges minimum associé à un critère de range minimum. L'observation des résultats de simulation nous a permis de fixer le range critique de la particule 2 aux 2/3 de la zone épitaxiée (qui correspond à la zone de charge d'espace pour ces tensions), soit une trentaine de microns pour les MOS testés (cf. chapitre 2.3.3).

Cette partie fait l'objet d'une classification Confidentiel EADS

Lorsque cette particule 2 est associée à la particule 1 pour le déclenchement d'un évènement, les simulations ont montré que le LET seuil de la particule 2 diminuait de manière significative, d'un facteur 10 à 500V. Ce facteur a été retenu pour le code.

L'algorithme concernant la partie du code Power DASIE permettant de déterminer si un SEB est déclenché est donc le suivant:

- Un tirage Monte Carlo d'une réaction nucléaire est effectué dans les bases de données nucléaires. La réaction est ensuite générée aléatoirement dans le volume de la cellule du VDMOS étudié
- La charge déposée dans le volume sensible numéro 1 est calculée : $Q_{collectée\ 1}$
- La charge déposée dans le volume sensible numéro 2 est calculée : $Q_{collectée\ 2}$

Cas où la particule 1 uniquement déclenche un SEB :

Si $Q_{collectée\ 1} \geq Q_{seuil\ 1_SEB}$

Un SEB est comptabilisé

Sinon, le cas suivant est examiné

Cas où la particule 2 uniquement déclenche un SEB :

Si $Q_{collectée\ 2} \geq Q_{seuil\ 2}$

Si range2 ≥ 2/3 ZCE

Un SEB est comptabilisé

Sinon, le cas suivant est examiné

Cas où les particules 1 et 2 associées déclenchent un SEB :

Si $Q_{collectée\ 1} \geq Q_{seuil\ 1_bipolaire}$

Si $Q_{collectée\ 2} \geq Q_{seuil\ 2} / 10$

Si range2 ≥ 2/3 ZCE

Un SEB est comptabilisé

Sinon, une autre réaction nucléaire est générée dans la cellule.

Une fois le nombre de réactions choisi atteint, la section efficace en fonction de la tension de polarisation est calculée pour la surface d'une cellule. La connaissance du nombre de cellules permet de ramener cette section à la surface active du composant. La Figure 3-34 et la Figure 3-35 montrent les résultats de sections efficaces obtenues expérimentalement et par Power DASIE. Les points sont en accord, ce qui valide de fait nos critères développés dans cette thèse pour le déclenchement du SEB des transistors de puissance de tenue en tension 500V. Le code de Power DASIE a été appliqué sur une structure commerciale de

MOS 200V, le code a montré qu'aucun évènement n'avait lieu pour des protons d'énergie incidente de 62 MeV, quelque soit la tension, ce qui corrobore tout à fait avec les tests expérimentaux que nous avons réalisés. Des travaux futurs devront néanmoins être faits afin de vérifier les critères sur des MOSFETs de tenue en tension différente.

Le code Power DASIE permet donc de déterminer la sensibilité aux neutrons et aux protons de composants VDMOS. Il a été créé dans l'optique de s'appliquer à n'importe quel MOS de puissance commercial classique de type planar, des travaux devront toutefois être réalisés afin de valider les critères de déclenchement sur d'autres tenue en tension. Le code nécessite pour fonctionner différentes données d'entrée qui sont les bases de données nucléaires, le nombre de cellules du MOS considéré, la géométrie de ses cellules (taille de l'épitaxie et du caisson P+, qui peuvent être déterminés par le laser) et des courbes ions lourds donnant la SOA en fonction du LET.

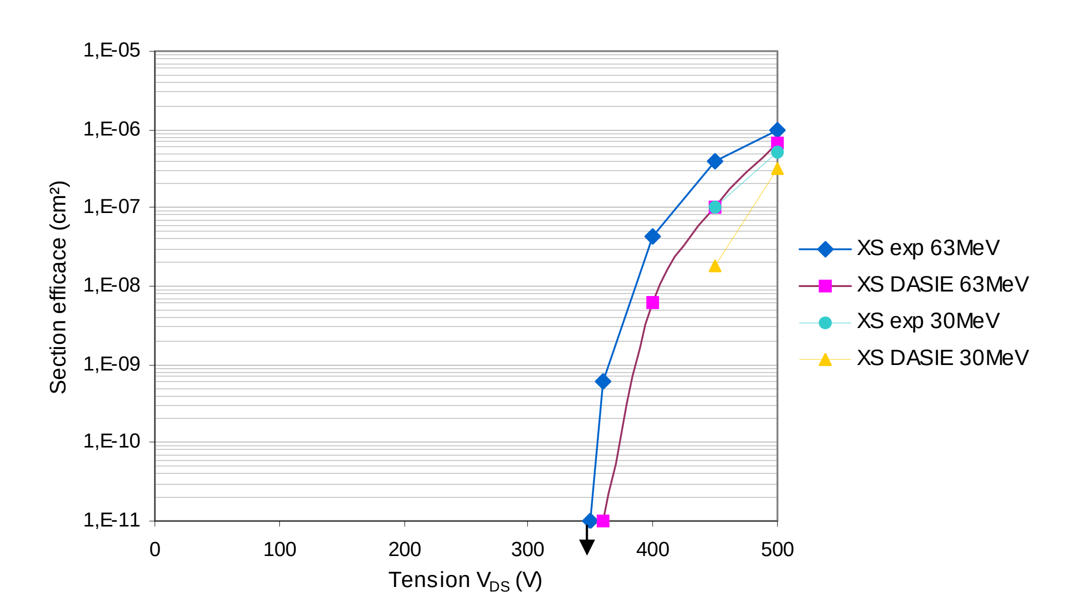


Figure 3-34 : sections efficaces neutrons obtenues expérimentalement et par Power DASIE pour le MOS 3

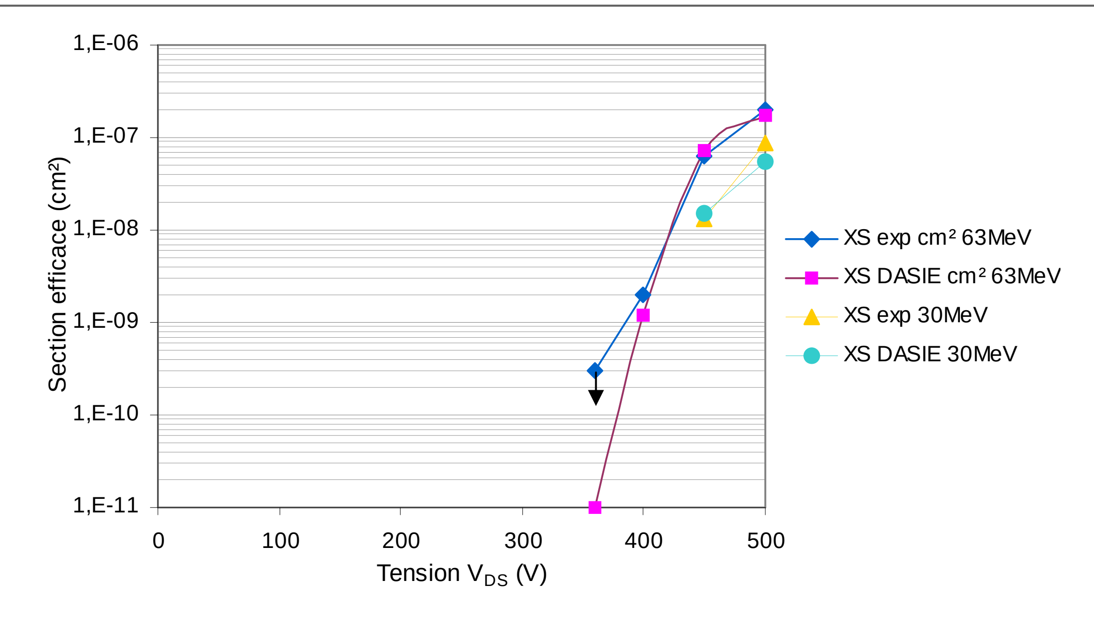


Figure 3-35: sections efficaces neutrons obtenues expérimentalement et par Power DASIE pour le MOS2

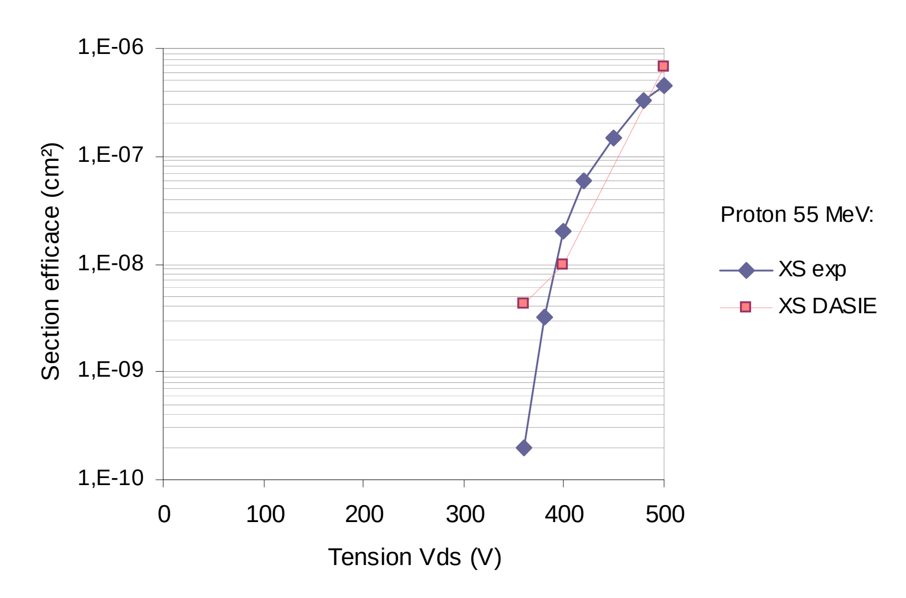


Figure 3-36 : sections efficaces protons obtenues expérimentalement et par Power DASIE pour le MOS3

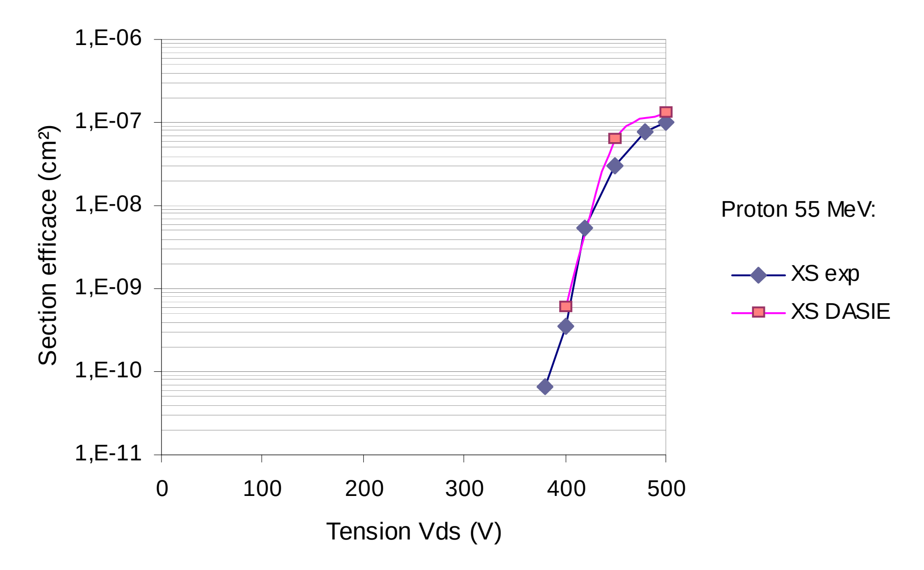


Figure 3-37 : sections efficaces protons obtenues expérimentalement et par Power DASIE pour le MOS2

3.5 Conclusion

Nous avons défini dans ce chapitre le volume sensible des transistors VDMOS classiques de type planar. Les résultats expérimentaux obtenus en ions lourds et au laser ainsi que les simulations 2D ont permis de délimiter la profondeur et l'épaisseur de ce volume qui correspondent à celles de la couche épitaxiée. Sa surface, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, correspond à la diffusion de source, au canal et à la région intercellulaire.

L'étude par simulations de traces ionisantes de différents ranges générées au sein du volume de la cellule de VDMOS nous a permis de définir les conditions expérimentales les plus favorables à l'apparition d'un SEB pour des tests ions lourds en accélérateurs. Ces conditions sont, toujours pour des VDMOS classiques de type planar, une incidence normale et un range traversant toute l'épaisseur de la couche épitaxiée. Ces conditions permettent d'obtenir le LET et la tension de polarisation déclenchant un SEB les plus faibles possibles.

Dans l'optique de développer une version du code MC DASIE adaptée aux MOS de puissance et dédiée à la prédiction de la sensibilité en environnement atmosphérique, des simulations complémentaires ont permis de dégager des critères de déclenchement du SEB pour les protons et les neutrons. En effet, les critères définis précédemment ne peuvent plus s'appliquer puisqu'aucun ion secondaire issu de la réaction nucléaire n/Si ou p/Si ne possède un range supérieur ou égal à l'épitaxie associé à un LET conséquent. Cette couche épitaxiée peut être importante dans les composants de puissance, elle est de l'ordre de 50µm pour les

MOS 500V testés. L'analyse des bases de données nucléaires et une étude plus approfondie du mécanisme de Burnout nous a conduit à considérer l'effet de 2 particules simultanées ainsi que l'effet de la tension sur les caractéristiques de ces dernières. Nous avons ainsi pu définir des critères pour le déclenchement du SEB dû aux protons et aux neutrons. Ces critères implémentés dans le code de Power DASIE ont donné des sections efficaces tout à fait comparables à celles que nous avons obtenues expérimentalement sur des MOSFETs de 500V. Cette version reste néanmoins une première version du code Power DASIE et de futurs développements pourront être apportés. Le code pourra d'autre part être étendu à d'autres technologies de MOS (notamment aux VDMOS intégrant un couche tampon entre l'épitaxie N- et le substrat N+) et aux IGBTs.

Conclusion générale et perspectives

Les composants de puissance à semi-conducteurs embarqués dans des applications aéronautiques et spatiales sont soumis aux environnements radiatifs naturels. Les particules qui composent ces environnements peuvent détruire les composants de puissance en interagissant avec eux et mettre ainsi potentiellement en échec la mission. Il est donc nécessaire de déterminer correctement la sensibilité aux radiations des composants de puissance afin de pouvoir faire un choix adapté de composants ou prévoir des systèmes de protection. Le principal outil expérimental utilisé pour reproduire l'environnement radiatif est l'accélérateur de particules. Toutefois, les coûts conséquents liés aux tests en accélérateurs, leur faible disponibilité et les contraintes de tests importantes et inhérentes à ces outils ont conduit à l'utilisation du laser comme moyen de test complémentaire. La pertinence et l'efficacité de cet outil pour reproduire les effets des rayonnements ont été démontrées sur les composants du traitement du signal. Aucune étude en revanche n'avait été réalisée pour les composants de puissance. Cette étude a donc consisté à développer une nouvelle méthodologie de caractérisation de la sensibilité au SEB de VDMOS classiques basée sur le test laser et à développer une première version du logiciel de prédiction pour l'environnement atmosphérique Power DASIE.

Le chapitre 1 a présenté le contexte de cette étude. Les différents environnements radiatifs naturels et les rayonnements qui les composent ont été exposés. Nous avons présenté les divers moyens expérimentaux permettant de reproduire les effets de ces rayonnements sur les composants à semi-conducteurs, à savoir les accélérateurs de particules, les sources naturelles radioactives et les lasers impulsionnels. Afin de comprendre l'origine des effets des radiations sur les systèmes électroniques et de justifier l'emploi du laser pulsé comme outil de simulation de ces effets, nous avons détaillé les interactions d'un ion sur le silicium et d'un faisceau de photons sur le silicium, montrant dans les deux cas la création d'un filament de paires électron-trou. Nous avons ensuite présenté les différents types de défaillances résultants, celles liées à l'effet d'une seule particule et qui sont de type Single-Event Effect (SEE) et celles provenant d'un effet cumulatif et qui résultent en un effet de dose touchant les oxydes des composants. Enfin, nous avons présenté les composants faisant l'objet de cette étude, à savoir les MOSFETs de puissance et, dans une moindre mesure, les IGBTs. Après

avoir rappelé brièvement leur fonctionnement, nous avons détaillé leurs structures parasites et leur mécanisme de défaillance sous radiations qui sont respectivement le Single-Event Burnout (SEB) et le Single-Event Latchup (SEL). L'état de l'art sur les études de ces défaillances dans ces composants a été donné. Il a montré que si un certain nombre d'études avait été réalisé au sujet du SEB dans les MOSFETs, le phénomène n'était pas entièrement compris. En particulier, les choix pertinents du LET, range et énergie des ions pour les tests en accélérateur sont toujours discutés. Concernant les IGBTs, ces composants n'étant jusqu'à présent pas utilisés dans les applications spatiales, relativement peu d'études ont été menées sur le sujet.

Le second chapitre a présenté la méthodologie de test laser développée pour les VDMOS de puissance. Les limitations des accélérateurs de particules pour les tests de SEE ont tout d'abord été exposées. Outre les couts lourds et la faible disponibilité dont nous avons déjà parlé, ces outils irradient de façon globale et continue dans le temps. Les résolutions spatiale et temporelle qui leur font défaut sont pourtant nécessaires pour la compréhension des mécanismes de défaillance et pour la localisation physique et électrique des origines de ces défaillances. D'autre part, et plus particulièrement pour les tests de SEB, le range des ions qui est un paramètre critique peut avoir une valeur insuffisante dans les accélérateurs, ce qui conduit à sous estimer la sensibilité d'un transistor MOS. La méthodologie laser complémentaire qui est proposée permet de palier à ces différentes limitations puisque le faisceau impulsionnel permet d'irradier de façon très précise et de manière contrôlée dans l'espace et dans le temps, et permet en outre de traverser complètement les puces des composants, s'affranchissant ainsi du problème de la limitation du range. Les conditions d'utilisation sont d'autre part beaucoup plus souples, tant au niveau des contraintes de sécurité que des contraintes expérimentales (il est par exemple beaucoup plus facile de faire varier l'énergie du laser qu'il ne l'est de changer de LET ou d'ion en accélérateur). Afin de valider la méthode de test SEB par laser, les résultats de tests obtenus à l'aide du laser et d'accélérateurs d'ions lourds ont été comparés. Les valeurs de SOA et de sections efficaces se sont révélées en très bon accord. D'autre part, les résultats de cartographies de sensibilité au SEB obtenu avec le laser ont été présentés. Ces résultats permettent d'accéder à la topologie du composant et en révèle les zones sensibles. Un autre avantage considérable du laser est de pouvoir tester la sensibilité au SEB sans être gêné par les effets de SEGR observés simultanément lors de tests en accélérateurs puisque le laser ne dégrade pas l'oxyde de grille de manière directe ou indirecte. Une première ébauche d'équivalence entre le LET des ions et l'énergie du laser a été

esquissée pour les VDMOS. Cette première approche montre qu'une telle équivalence n'est pas impossible et les bases en ont été données. Des tests complémentaires restent néanmoins à réaliser afin de consolider l'équivalence. Enfin, des premiers résultats de SOA laser sur les IGBTs ont été présentés.

Le troisième chapitre a été consacré au développement du code de prédiction de sensibilité Power DASIE dédié aux composants VDMOS classiques de type planar. Pour ce faire, nous avons défini la profondeur du volume sensible ainsi que les critères de déclenchement du Burnout pour des irradiations ions lourds d'une part et neutrons/protons d'autre part. Les simulations réalisées sur une cellule de VDMOS ont montré que l'épaisseur de ce volume correspondait à la profondeur de la zone épitaxiée qui est la zone où s'étend le champ électrique. Les critères de déclenchement définis pour des irradiations ions lourds sont un range traversant l'intégralité du volume sensible associé à une valeur de LET minimum. Dans le cas d'interactions n/Si et p/Si, une telle configuration n'existe plus puisque qu'aucun ion secondaire ne peut posséder un tel range associé à un tel LET. Ainsi, d'autres critères de déclenchement ont été définis pour le code de prédiction power DASIE grâce à l'analyse des caractéristiques des ions secondaires répertoriés dans les bases de données nucléaires et aux simulations de traces verticales, horizontales et de traces couplées. Ces critères sont basés sur deux types de particules secondaires associées chacune à un volume sensible particulier et interagissant de manière simultanée ou non. Ces deux particules permettent respectivement de déclencher le transistor bipolaire parasite et le phénomène d'avalanche. Les critères portent sur le range et la charge déposée par ces particules en tenant compte de l'influence de la tension de polarisation. Ces critères de déclenchement du Burnout ont été implémentés dans le code de Power DASIE et les résultats de section efficaces obtenus par ce code pour les MOSFETs testés ont montré un très bon accord avec les résultats expérimentaux et validant ainsi nos critères. Les informations nécessaires pour le code de prédiction sont donc des informations simples relatives au design des VDMOS et les bases de données nucléaires.

A termes, le but sera de consolider l'équivalence LET/énergie laser afin de pouvoir utiliser les courbes expérimentales laser en entrée du code de prédiction. Les résultats laser pouvant être obtenus très rapidement et avec beaucoup plus de facilité qu'en accélérateur, la sensibilité proton/neutrons d'un nombre conséquent de composants pourra être évaluée par ce code et seul un nombre restreint de composants sélectionnés pourra subir des tests complémentaires en accélérateurs. Ce code pourra en outre être étendu à des composants de puissance de conception différente, notamment aux VDMOS intégrant une couche tampon

entre la couche faiblement dopée N- et le substrat N+, et aux IGBTs planar, aux IGBTs Trench et à toutes les structures de type superjonction. Dans un futur plus lointain, toutes ces études pourront être complétées sur des structures à base de matériaux grand gap tels que le SiC ou le GaN.

Bibliographie

[ADOL96] Adolphsen, J.W.; Barth, J.L.; Gee, G.B. “First observation of proton induced power MOSFET burnout in space: the CRUX experiment on APEX”, Nuclear Science, IEEE Transactions on Volume 43, Issue 6, Part 1, Dec. 1996 Page(s):2921 - 2926

[BAL84] B. J. Baliga et al. “Suppressing latch-up insulated gate transistors”, IEEE Electron Device Lett., EDL 5:323–325, 1984

[BAR96] J. Barak et al., "A New Approach to the Analysis of SEU and SEL Data to Obtain the Sensitive Volume Thickness", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 43, n°3, p. 907, 1996

[BAR97] J. L. Barth, “Modeling Space Radiation Environments,” 1997 IEEE NSREC Short Course, Snowmass, CO.

[BET30] Article original de Bethe, "Annalen der Physik", 1930

[BEZ05] Cosmic ray abundance in space vehicles according to their LET and range Bezerra, F.; Corominas-Murtra, A.; Ecoffet, R.; Lorfevre, E.; Rolland, G.; Radiation and Its Effects on Components and Systems, 2005. RADECS 2005. 8th European Conference on 19-23 Sept. 2005 Page(s):PD5-1 - PD5-5

[BIN06] Principe du masquage conçu par Christian Binois, Astrium Vélézy

[BOU96] J.C. Boudenot, "L’Environnement Spatial", Collection "Que sais-je ?", Ed. Presses Universitaires de France, 1996

[BOUD99] J.C. Boudenot, « Tenue des Circuits aux Radiations Ionisantes », Techniques de l'Ingénieur, Vol E 3 950

[BRIE71] K. O'Brien, "The Natural Radiation Environment", Report N°720805-P1, United States Department of Energy, 1971, p. 15

[BRIE78] K. O'Brien, Report N°EML-338, United States Department of Energy, 1978

[BUC04] S. Buchner, D. McMorrow, C. Poivey, J. W. Howard, Jr., R. L. Pease, M. Savage, L. W. Massengill and Y. Boulghassoul, “Comparison of Single-Event Transients in an Operational Amplifier (LM124) by Pulsed Laser Light and a Broad Beam of Heavy Ions”, IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 51, No. 5, pp 2776 -2781, Oct. 2004

[BUC87] S. Buchner, D. Wilson, K. Kang, D. Gill, J.A. Mazer, W.D. Raburn, A.B. Campbell, and A.R. Knudson, “Pulsed-Laser Induced SEU in Integrated Circuits: A Practical Method for Hardness Assurance Testing”, IEEE Trans. Nuc. Sci., vol. 37, pp. 1825-1831, Dec. 1990

[BUC90] S. Buchner, K. Kang, W.J. Stapor, A.B. Campbell, A.R. Knudson, and P.T. McDonold, “Laser Simulation of Single Event Upsets”, IEEE Trans. Nuc. Sci., vol. 34, pp. 1288-1233, Dec. 1987

[BUC96] S. Buchner, D. McMorrow, J. Melinger, A.B. Campbell, “Laboratory Tests for Single Event Effects,” IEEE Trans. On Nucl. Sci., vol. 43, n°2, pp. 678-686, Apr. 1996

[BUC97] S. Buchner, M. Baze, D. Brown, D. McMorrow, and J. Melinger, "Comparison of Error Rates in Combinational and Sequential Logic", IEEE Trans. Nuc. Sci., vol. 44, pp. 2209-2216, Dec. 1997

[BU-Mc05] Steve Buchner, Dale McMorrow, “Single-Event Transients in Linear Integrated Circuits”, 2005IEEE NSREC shortcourse, Seattle, Washington

[CHAP90] T. Chapuis, H. C. Erems et L. H. Rosier, "Latchup on CMOS/epi devices", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-37, N°6, pp. 1839-1842, décembre 1990

[CHU02] A.M. Chugg, R. Jones, M.J. Moutrie, C.S. Dyer, C. Sanderson, and A Wraight, “Probing the Charge Collection Sensitivity Profile using a Picosecond Pulsed Laser at a Range of Wavelengths”, IEEE Trans. Nucl. Sci. vol. 49 No.6, pp. 2969-2976, Dec. 2002

[DACH95] C. Dachs, F. Roubaud, J.-M. Palau, G. Bruguier, J. Gasiot, M.-C. Calvet, P. Calvel, P. Tastet, “Evidence of the sensitivity inhomogeneity of power MOSFETs' cells to single event burnout, Radiation and its Effects on Components and Systems”, 1995. RADECS 95, Third European Conference on 18-22 Sept. 1995 Page(s):387 – 390

[DACH95] C. Dachs, « Etude et modélisation du phénomène de Burnout induit par ion lourd dans un MOSFET de puissance à canal N », Thèse, Université Montpellier II, septembre 1995

[DAR02] F. Darracq, H. Lapuyade, N. Buard, F. Mounsi, B. Foucher, P. Fouillat, M.C. Calvet, and R. Dufayel, “Backside SEU Laser Testing for Commercial Off-The-Shelf SRAMs”, IEEE Trans. On Nucl. Sci., vol. 49, no. 6, pp. 2977-2983, Dec. 2002

[DAV04] C.D. Davidson, E.W. Blackmore, J.I. Hess, “Failures of MOSFETs in terrestrial power electronics due to single event burnout”, Telecommunications Energy Conference, 2004. INTELEC 2004. 26th Annual International 19-23 Sept. 2004 Page(s):503 – 507

[DELA95] H. De La Rochette, « Latchup déclenché par ion lourd dans des structures CMOS-1µm : approche expérimentale, simulation 2D et 3D », Thèse, Université Montpellier II, 1995

[ENG72] H.A. Enge, « Introduction à la Physique Nucléaire », Masson et Cie, 1972

[EQU88] B. Equer, « Les détecteurs à semiconducteurs : du cristal aux couches minces», dans « Instrumentation en Physique Nucléaire et en Physique des Particules », Les éditions de Physique, 1988

[FAG93] O. Fageeha, J. Howard and R.C. Block, « Distribution of radial energy deposition around the track of energetic charged particles in silicon », J. appl. Phys. 75, p. 2317, 1993

[FISC87] T. A. Fischer, « Heavy-ion-induced gate rupture in power MOSFETS », IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 34, p. 1786-1791, Dec. 1987

[GHA85] M. Gharbi, “La tenue en tension et le calibre en courant du transistor MOS vertical dans la gamme de tension (300 V à 1000 V)”, Thèse de 3ème Cycle, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1985

[HAR07] A. Haran, J. Barak, D. David, N. Refaeli, B.E. Fischer, K.-O. Voss, G. Du, M. Heiss, “Mapping of Single Event Burnout in Power MOSFETs”, IEEE Trans. Nucl. Sci., Volume 54, Issue 6, Dec. 2007 Page(s):2488 – 2494

[HOHL87] J. K. Hohl, K. F. Galloway, « Analytical model for Single Event Burnout of power MOSFETs », IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 34, No 6, Dec. 1987

[HOHL89] J. K. Hohl, G. H. Johnson, « Feature of triggering mechanism for Single Event Burnout of power MOSFETs », IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 36, No 6, Dec. 1989

[HUA00] S. Huang, G. A. J. Amaratunga, and F. Udrea, “Analysis of SEB and SEGR in super-junction MOSFETs,” IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 47, pp. 2640–2647, Dec. 2000

[HUB01] G. Hubert, J.-M. Palau, K. Castellani-Coulie, M.-C. Calvet, S. Fourtine, "Detailed analysis of secondary ions' effect for the calculation of neutron-induced SER in SRAMs", IEEE Trans. Nuc. Sci, Vol 48, No 6, pp1953 – 1959, Dec. 2001

[HUB02] G. Hubert, "Elaboration d'une méthode de prédiction du taux d'aléas logiques induits dans les mémoires SRAM par les neutrons atmosphériques", Montpellier II, 2002

[HUB05] G. Hubert, N. Buard, C. Weulersse, T. Carriere, M.-C. Palau, J.-M. Palau, D. Lambert, J. Baggio, F. Wrobel, F. Saigne, R. Gaillard, "A review of DASIE code family: contribution to SEU/MBU understanding", 11th IEEE International On-Line Testing Symposium IOLTS 2005, 6-8 July 2005 Page(s):87 – 94

[HUB06] G. Hubert, A. Bougerol, F. Miller, N. Buard, L. Anghel, T. Carriere, F. Wrobel, R. Gaillard, "Prediction of transient induced by neutron/proton in CMOS combinational logic cells", 12th IEEE International On-Line Testing Symposium IOLTS 2006

[IKE04] Naomi Ikeda, Satoshi Kuboyama, and Sumio Matsuda, "Single-Event Burnout of Super-Junction Power MOSFETs'', IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 51, no. 6, Dec. 2004

[JOH96] G. H. Johnson, J. M. Palau, C. Dachs, K. F. Galloway, and R. D. Schrimpf, "A review of the techniques used for modeling single-event effects in power MOSFET's," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 43, pp. 546–560, Apr. 1996

[JOHN92] G.H. Johnson, R.D. Schrimpf, K.F. Galloway, R. Koga, « Temperature dependence of single-event burnout in n-channel power MOSFETs [for space application », Nuclear Science, IEEE Transactions on Volume 39, Issue 6, Part 1-2, Dec. 1992 Page(s):1605 - 1612

[KIRK62] C. T. Kirk, "A theory of transistor cut-off frequency (f) falloff at high current densities," IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-9, no. 2, pp. 164–174, Feb. 1962

[KOL79] W.A. Kolasinski et al, "Simulation of cosmic ray induced soft errors and Latchup in integrated circuits computers memories ", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-26, N°6, pp. 5087-5091, décembre 1979

[KUB04] S. Kuboyama, N. Ikeda, T. Hirao, S. Matsuda, "Improved model for single-event burnout mechanism ", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 51, No 6, Dec. 2004

[KUB92] S. Kuboyama S. Matsud, T. Kanno, T. Ishii "Mechanism for single-event burnout of power MOSFETs and its characterization technique", Nuclear Science, IEEE Transactions on Volume 39, Issue 6, Part 1-2, Dec. 1992 Page(s):1698 – 1703

[LAL02] S. D. LaLumondiere, R. Koga, P. Yu, M. C. Maher, and S. C. Moss, "Laser-Induced and Heavy Ion-Induced Single-Event Transient (SET) Sensitivity Measurements on 139-Type Comparators," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 49, No. 6, pp. 3121-3128, Dec. 2002

[LEW01] D. Lewis, V. Pouget, F. Beaudoin, P. Perdu, H. Lapuyade, P. Fouillat, and A. Touboul, "Backside laser testing of ICs for SET sensitivity evaluation", IEEE Trans. Nuc. Sci., vol. 48, pp. 2193-2201, Dec. 2001

[LOR97] E. Lorfevre, C. Dachs, C. Detcheverry, J.-M. Palau, J. Gasiot, F. Roubaud, M.C. Calvet, R. Ecoffet, "Heavy ion induced failures in a power IGBT", Nuclear Science, IEEE Transactions on Volume 44, Issue 6, Dec 1997

[LOR98] E. Lorfèvre, « Défaillances induites par les rayonnements ionisants dans les composants de puissance IGBT et VIP. Solutions de durcissement », thèse, Université Montpellier II, 1998

[MCM00] D. McMorrow, J.S. Melinger, S. Buchner, T. Scott, R.D. Brown, and N.F. Haddad, "Application of Pulsed Laser for Evaluation and Optimization of SEU-Hard Designs", IEEE Trans. Nuc. Sci., NS-47, pp. 559-565, Dec 2000

[MCM94] D. McMorrow, J.S. Melinger, N. Thantu, A.B. Campbell, T.R. Weatherford, A.R. Knudson, L.H. Tran, and A. Peczalski, "Charge-Collection

Mechanchisms of Heterostructure FETs", IEEE Trans. Nuc. Sci., NS-41, 1994

[MCMOR02] D. McMorrow et al, "Subbandgap Laser Induced Single Event Effects: Carrier Generation via Two-Photon Absorption", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 49, No. 6, p. 559, 2002

[MEL94] J.S. Melinger, S. Buchner, D. McMorrow, W.J. Stapor, T.R. Weatherford, A.B. Campbell, H. Eisen, "Critical Evaluation of the Pulsed Laser Method for Single Event Effects Testing and Fundamental Studies," IEEE Trans. On Nucl. Sci., vol. 41, No. 6, pp. 2574-2584, Dec. 1994

[MIL04] F. Miller, A. Germain, N. Buard, R. Gaillard, P. Poirot, C. Chatry, T. Carriere, and R. Dufayel, "Interest of laser test facility for the assessment of natural radiation environment effects on integrated circuits based systems", Proceedings of the 7th European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems, RADECS 2003, ESA Publications Division, Noordwijk, pp. 199-210, 2004

[MIL06] F. Miller, "Etude expérimentale et théorique des effets d'un faisceau laser pulsé sur les composants électroniques et comparaison avec les évènements singuliers induits par l'environnement radiatif naturel", Thèse, Université de Montpellier II, Février 2006

[MIL06B] F. Miller, A.Luu, F. Prud'homme, P. Poirot, R. Gaillard, N. Buard, T. Carriere, "Characterization of Single-Event Burnout in Power MOSFET Using Backside Laser Testing", IEEE Trans. Nucl. Sci., Volume 53, Issue 6, Dec. 2006 p.3145 - 3152

[MOR04] F. Morancho, "De nouvelles limites pour le compromis "résistance passante spécifique/tenue en tension" des composants unipolaires de puissance", Habilitation, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1er Décembre 2004

[MOR99] F.F. Moreno, « Mechanisms of Radiation Interaction with Materials », RADECS Short Course, 1999

[MOS95] S.C. Moss, S.D. LaLumondiere, J.R. Scarpulla, K.P. MacWilliams, W.R. Crain, and R. Koga, "Correlation of Picosecond Laser-Induced Latchup and Energetic Particle-Induced Latchup in CMOS Test Structures", IEEE Trans. Nuc. Science 42, pp. 1948-1955, Dec. 1995

[MUS99] O. Musseau, A. Torrès, A.B. Campbell A.R. Knudson, S. Buchner, B. Fischer, M. Schlogl, P. Briand, « Medium-Energy Heavy-Ion Single-event-Burnout Imaging of Power MOSFET's », IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 46, p. 1415, Dec. 1999

[NICH86] D. K. Nichols et al, "Discovery of heavy ions induced Latchup in CMOS/epi devices", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-33, N°6, pp. 1696, décembre 1986.

[NICH94] D. K. Nichols et al, "Observations of Single Event Failure in Power MOSFETs", IEEE NSREC Data Workshop Record, pp. 41-54, juillet 1994

[NORM97] E. Normand, J.L. Wert, D.L. Oberg, P.R. Majewski, P. Voss, S.A. Wender, “Neutron-induced single event burnout in high voltage electronics”, Nuclear Science, IEEE Transactions on Volume 44, Issue 6, Part 1, Dec. 1997 Page(s):2358 - 2366

[OBER87] D.L. Oberg and al., “First non-destructive measurements of Power MOSFET Single Event Burnout Cross Sections”, IEEE Trans. Nuc. Sci, Vol 34, No 6, pp 1736-1741, dec. 1987.

[OBER96] D.L. Oberg, J.L. Wert, E. Normand, P.P. Majewski, S.A. Wender, “First observations of power MOSFET burnout with high energy neutrons”, Nuclear Science, IEEE Transactions on Volume 43, Issue 6, Part 1, Dec. 1996 Page(s):2913 – 2920

[PAL01] J.-M. Palau, G. Hubert, K. Coulie, B. Sagnes, M.-C. Calvet, S.Fourtine, "Device simulation study of the SEU sensitivity of SRAMs to internal ion tracks generated by nuclear reactions", IEEE Trans. Nuc. Sci, Vol 48, No 2, 225 - 231, April 2001

[PAU] « Une collection de mesures expérimentales » compilée par H. Paul sur le site de l'université de Linz

[PEY08] D. Peyre, C. Poivey, C. Binois, R. Mangeret, G. Salvaterra, M. Beaumel, F. Pontoni, T. Bouchet, L. Pater, F. Bezerra, R. Ecoffet, E. Lorfevre, F. Sturesson, G. Berger, J.C. Foy, B. Piquet, "SEGR Study on Power MOSFETs: Multiple Impacts Assumption", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 55, pp. 2181-2187, Aug. 2008

[POU00] V. Pouget, “Simulation expérimentale par impulsions laser ultra-courtes des effets des radiations ionisantes sur les circuits intégrés”, Thèse, Université de Bordeaux I, 2000

[POU99] V. Pouget, D. Lewis, H. Lapuyade, R. Briand, P. Fouillat, L. Sarger, and M.C. Calvet, “Validation of Radiation Hardened Designs by Pulsed Laser Testing and SPICE Analysis”, Microelectron. Reliab., vol. 39, pp 931-935, 1999

[RIC87] A. K. Richter and I. Arimura, « Simulation of heavy charged particule tracks using focused laser beams », IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 34, p. 1234-1239, 1987

[ROUB93] F. Roubaud, C. Dachs, J.-M. Palau, J. Gasiot, P. Tastet, “Experimental and 2D simulation study of the single-event burnout in N-channel power MOSFETs”, Nuclear Science, IEEE Transactions on Volume 40, Issue 6, Part 1-2, Dec 1993 Page(s):1952 - 1958

[ROUB93B] F. Roubaud, "Etude du comportement sous ions lourds des MOSFETs de puissance à canal N", Thèse, Université Montpellier II, novembre 1993

[SAIG98] F. Saigné, "Une nouvelle Approche de la Selection des Composants de type MOS pour l'Environnement Radiatif Spatial", Thèse de Doctorat, Université Montpellier II, 1998

[SEXT03] F. W. Sexton, “Destructive single-event effects in semiconductor devices and ICs,” IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 50, pp. 603–621, June 2003

[SEXT96] F. W. Sexton, "Microbeam Studies of Single-Event Effects", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 43, No. 2, p. 687, 1996

[SIG05] P. Sigmund, Particle Penetration and Radiation Effects: General Aspects and Stopping of Swift Point Charges, Springer, coll. « Solid-state sciences », 2005

[SIG72] H.J. Sigg, G.D. Vendelin, T.P. Cauge, J. Kocsis, “D-MOS transistor for microwave applications”, IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. 19, n° 2, pp. 45-53, 1972

[SILVACO] ATLAS User's Manual, manuel d'utilisation des logiciels de SILVACO, 2002

[SOLI83] K. Soliman et D.K. Nichols, "Latchup in C-MOS devices from heavy ions", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-30, N°6, pp. 4514-4519, décembre 1983

[SRIM] SRIM, Stopping and Ranges of Ions in Matter, logiciel gratuit

[STAS92] E.G. Stassinopoulos, GJ. Bruckel, P. CalveP, A. Baiget, C. PeyrotteJ, R. Gaillard, "Charge generation by heavy ions in power MOSFETs, Burnout space predictions, and dynamic SEB sensitivity", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 39, N°6, décembre 1992

[SUDR95] C. Sudre, "Synthèse et modélisation des phénomènes induits par une irradiation transitoire sur des diodes et transistors. Photocourants générés par flash X", Thèse, Université Montpellier II, septembre 1995

[TAS92] P. Tastet, J. Garnier, "Heavy Ions Sensitivity of Power Mosfets", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 39, p. 357-361, 1992

[TIT96] J. L. Titus, C. F. Wheatley, “Experimental study of single-event gate rupture and burnout in vertical power MOSFET’s,” IEEE Trans. Nucl.<Sci., vol. 43, pp. 533–545, Apr. 1996

[WASK88] A.E. Waskiewicz and J.W. Groninger, “Burnout Thresholds and Cross Sections of Power MOSFET Transistors with Heavy Ions”, Rockwell International Report, Nov. 1988

[WASK90] A.E. Waskiewicz and J.W. Groninger, “Burnout Thresholds and Cross Section of Power MOS Transistors with Heavy Ions”, Defense Nuclear Agency DNA-MIPR-88-507, February 1990

[WEU08] C. Weulersse, A. Bougerol, G. Hubert, F. Wrobel, T. Carriere, R. Gaillard, N. Buard, "Investigation of the Influence of Process and Design on Soft Error Rate in Integrated CMOS Technologies thanks to Monte Carlo Simulation", IRPS2008, Phoenix, AZ, USA, April 27–May 1, 2008

[WRO03] F. Wrobel, "Élaboration d'une base de données des particules responsables des dysfonctionnements dans les composants Électroniques exposés à des flux de protons ou de neutrons. Application au calcul des taux d'erreurs dans les mémoires SRAM en environnement radiatif naturel." Université de Montpellier II, 2003

[ZIE85] J. F. Ziegler, J. P. Biersack et U. Littmark, “The Stopping and Range of Ions in Matter”, vol. 1, Pergamon Press, 1985

TITLE: METHODOLOGY OF PREDICTION OF THE DESTRUCTIVE EFFECTS DUE TO THE NATURAL RADIATION ENVIRONMENT ON POWER MOSFETS AND IGBTS

SUMMARY

These works define a new methodology for the characterisation and prediction of the sensitivity of power devices type VDMOS to the natural radiation environment. This methodology is based on laser tests on one hand and on the development of a prediction software named MC DASIE on the other.

The method of characterisation of power MOSFETs with laser testing is validated through the comparison of the results obtained with particle accelerators. Furthermore, laser mapping of the sensitivity is presented and the advantage of using the laser as a complementary tool of accelerators is highlighted.

The development of an extension of the MC DASIE prediction software to power MOSFETs allows one to predict their sensitivity in an atmospheric environment. To this end, TCAD simulations are achieved; they allow for a better understanding of the Burnout phenomenon as well as the definitions of the triggering criteria and the volume of interaction.

AUTEUR : Aurore LUU

TITRE : METHODOLOGIE DE PREDICTION DES EFFETS DESTRUCTIFS DUS A L'ENVIRONNEMENT RADIATIF NATUREL SUR LES MOSFETS ET IGBTS DE PUISSANCE

DIRECTEUR DE THESE : Patrick Austin, Professeur

LIEU ET DATE DE SOUTENANCE : Toulouse, le 12 Novembre 2009

RESUME

Ces travaux contribuent à définir une nouvelle méthodologie de caractérisation et de prévision de la sensibilité des composants de puissance de type VDMOS vis à vis de l'environnement radiatif naturel. Cette méthodologie est basée sur le test laser d'une part et sur le développement d'un logiciel de prédiction nommé MC DASIE d'autre part.
La méthode de caractérisation par laser de MOS de puissance est validée à partir de la comparaison des résultats obtenus avec des accélérateurs de particules. En outre, des cartographies laser de sensibilités sont présentées et l'intérêt du laser comme outil complémentaire des accélérateurs est mis en lumière.
Le développement d'une extension du logiciel de prédiction MC DASIE aux MOS de puissance permet de prédire leur sensibilité dans un environnement atmosphérique. A cette fin, des simulations TCAD sont réalisées ; elles permettent une meilleure compréhension du phénomène de Burnout ainsi que la définition de critères de déclenchement et du volume d'interaction.

MOTS-CLES : VDMOS, IGBT, évènements singuliers, SEB, SEL, test laser, irradiations ions lourds, protons, neutrons, cartographie laser, simulation TCAD, code de prédiction de sensibilité

DISCIPLINE ADMINISTRATIVE : Conception de Circuits en Microélectronique et Microsystèmes

---

LABORATOIRE : LAAS-CNRS (Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes)

7, avenue du Colonel Roche
31077 Toulouse Cedex 4 - France